



Aspects statistique et dynamique de la multifragmentation nucléaire

A. Chbihi

► To cite this version:

A. Chbihi. Aspects statistique et dynamique de la multifragmentation nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2002. tel-00003585

HAL Id: tel-00003585

<https://theses.hal.science/tel-00003585>

Submitted on 16 Oct 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen

**Mémoire présenté pour l'obtention du Diplôme
d'Habilitation à Diriger des Recherches**

par

Abdelouahad CHBIHI

Sur le sujet

**Aspects statistique et dynamique de la
multifragmentation nucléaire**

Le 19 Décembre 2002 devant le jury composé de :

Monsieur **Gérard Auger**

Président

Monsieur **Yorick BLUMENFELD**

Rapporteur

Monsieur **Xavier CAMPI**

Monsieur **Joe NATOWITZ**

Monsieur **François SEBILLE**

Rapporteur

Monsieur **Bernard TAMAIN**

Rapporteur

Mémoire
pour obtenir le
Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

**Aspects statistique et dynamique de la multifragmentation
nucléaire**

Abdelouahad CHBIHI
GANIL

Novembre 2002

Introduction.....	3
Chapitre 1☐Méthodes expérimentales	7
1 – Le détecteur.....	7
2 -Sélection d'événements	8
a) Angle de flot.....	8
b) Énergie transverse des particules de charges 1 et 2.....	9
c) Vitesse du plus gros fragment.	9
3 -Caractéristiques des événements de multifragmentation	10
Chapitre 2 : Approche statistique.....	15
1 – Introduction.....	15
2 – Caractéristiques des événements triés avec Θ_{flot}	16
3 – Hypothèse d'équilibre thermodynamique.....	16
a) Variables statiques	17
b) Variables cinématiques	19
4 – Caractéristiques des fragments primaires	21
a) Fonctions de corrélations	22
b) Résultats expérimentaux	23
c) Comparaison avec un modèle statistique	27
5 – Discussion des résultats	29
6 – Conclusion	31
Chapitre 3☐Approche dynamique.	33
1 – Introduction.....	33
2 – Conditions initiales.....	34
3 – Comparaisons AMD - Expérience.....	34
a) Variables statiques	34
b) Variables cinématiques	36
4 – Mécanisme de production des fragments.....	38
4 – Autres contraintes sur le modèle AMD	39
a) La méthode	40
b) Décomposition des particules légères chargées	40
c) Caractéristiques des fragments primaires.....	41
5 – Conclusion	42
Chapitre 4☐Multifragmentation depuis le seuil de son apparition.....	44
1 – Sélection des événements d'intérêt	44
2 – Caractéristiques des collisions centrales.....	46
3 – Caractéristiques des produits de réaction.....	48
4 – Extension à toutes les énergies et paramètres d'impact.....	49
5 – Conclusion	52
Conclusion	54

Introduction

Dans ce travail nous allons présenter une étude sur les aspects statistique et dynamique de la multifragmentation nucléaire. Ce processus de production multiple de fragments de masse intermédiaire (au moins 3 fragments de $3 \leq Z \leq 20$) présente un intérêt tout particulier dans la recherche en physique nucléaire [1-3]. On l'associe souvent à une transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire [4-9]. Par conséquent, l'étude de ce phénomène peut contribuer à l'établissement de l'équation d'état nucléaire [10-16]. Le deuxième intérêt d'étudier ce processus est lié au fait qu'il est observé dans des collisions d'ions lourds [1,17] et cela soulève des questions fondamentales sur la dynamique des systèmes complexes [10,18].

Expérimentalement, la production multiple de fragments est observée dans les collisions dissipatives d'ions lourds aux énergies intermédiaires (20-200 AMeV) [1,17], dans des collisions périphériques à des énergies incidentes bien supérieures à 200 AMeV [19,20] ou encore dans les collisions de particules légères (He, proton, anti-proton, pions, etc.) sur noyau lourd à des énergies de l'ordre du GeV [21-24]. Ces réactions nucléaires produisent, en plus des fragments, un grand nombre de particules légères qui peut dépasser la cinquantaine. La gamme cinétique de tous ces produits de réaction varie entre quelques MeV jusqu'à quelques GeV selon le type de collision. La détection simultanée de ces produits de nature variée a nécessité le développement et la construction de multidétecteurs 4π [25-30] dont les performances n'ont pas cessé d'évoluer [31-37].

Comment peut-on associer la multifragmentation à une transition de phase liquide - gaz de la matière nucléaire ? A basse énergie d'excitation, le noyau légèrement excité « \rightarrow évapore \rightarrow des particules légères et occasionnellement un fragment léger mais avec une très faible probabilité. Au delà de 3 AMeV d'énergie d'excitation, on observe une production de plus en plus abondante de fragments accompagnée de particules légères. Pour des énergies encore plus élevées le système peut se désintégrer totalement en petits morceaux, c'est la vaporisation. Cette évolution d'un processus de basse énergie à un processus de désintégration totale suggère une transition de phase d'un état liquide à un état gazeux.

Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont été menés ces dernières années pour étudier et comprendre la pertinence de ce lien entre multifragmentation et transition de phase. Nous citerons ici quelques exemples□

La courbe calorique (température vs énergie d'excitation) mesurée par le groupe ALADIN, pour la fragmentation du projectile dans les collisions Au + Au à 1 AGeV, la méthode utilisée pour mesurer la température est le rapport isotopique He-Li□ l'énergie d'excitation est mesurée par calorimétrie□[4]; une technique similaire a été utilisée pour la mesure de la courbe calorique avec INDRA pour le système Ar + Ni [38]

La courbe calorique mesurée pour le système Si + Mo à 25 AMeV, avec le DWARF/BALL/WALL, les températures sont extraites à partir des pentes de spectres, l'énergie d'excitation par calorimétrie [5];

Les capacités calorifiques négatives, comme signal de transition de phase du 1^{er} ordre [6-9];

La décomposition spinodale comme mécanisme d'une transition de phase de 1^{er} ordre [39-47]

Signal donné par les lois d'échelle universelles sur les fluctuations [48,49];

Plus récemment, une étude expérimentale basée sur la comparaison des distributions de charge des fragments avec le formalisme de Fisher [50] a permis de dessiner une courbe de coexistence nucléaire [51,52]. Aussi, à partir d'une compilation d'un grand nombre de courbes caloriques expérimentales, il a été possible de déduire et de donner une valeur expérimentale pour la température critique [53]

Ces résultats sont actuellement débattus, et une démonstration rigoureuse est nécessaire pour valider leur pertinence. Les difficultés sont nombreuses et sont liées, à la sélection des événements considérés, à la taille finie des systèmes étudiés, à la reconnaissance de la source supposée être à l'équilibre, sachant qu'elle a dû être formée par des processus de collisions très loin de l'équilibre. D'autres problèmes sont imposés par la détermination de l'énergie thermique et de la température. Ces problèmes doivent être contrôlés par l'étude des mécanismes de réaction.

Les calculs de multifragmentation statistique de type SMM [54,55], MMMC [56] ou le modèle micro-canonique des références [57,58] ayant comme hypothèse de base l'équilibre thermodynamique, reproduisent, en général, correctement les variables statiques. Ce qui

suggère que la multifragmentation est dominée par l'espace de phase accessible au système. Ces approches supposent de faibles densités au moment où le système se brise en fragments, et cela même en particule légère sur noyau ce qui n'est pas justifié. Les variables cinématiques quant à elles, ne sont pas reproduites par ces calculs. Des énergies collectives radiales dues à une possible compression-expansion, ou des déformations de sources sont alors évoquées [59-68].

La connaissance de la dynamique de la collision est donc d'une importance capitale. Beaucoup de travaux ont été faits pour étudier les mécanismes de réaction. Nous citerons à titre d'exemple les déterminations quantitatives des produits de réactions émis à mi-rapidité [69-75]. Ces études suggèrent que des contributions dynamiques et/ou hors équilibres sont importantes dans les collisions étudiées sur une large gamme de paramètre d'impact. Des études sur la cassure du projectile en deux, trois... fragments, semble indiquer un alignement des produits de réaction selon l'axe du faisceau [76-78]. Des études sur le flot transverse, encore appelé écoulement de matière permettent, en comparant les résultats expérimentaux à des calculs de contraindre les valeurs des paramètres de l'interaction nucléon-nucléon[79,80]

D'un point de vue théorique, des approches dynamiques ont été proposées pour décrire les collisions d'ions lourds en suivant la dynamique des systèmes composés de plusieurs nucléons. Nous citerons deux approches. La première est celle des modèles de champ moyen [13-16,44,87,88], la seconde celle des modèles de dynamique moléculaire [81-86,89]. L'idée de cette dernière approche va dans le sens de prendre en compte les corrélations à plusieurs corps, ce qui est essentiel dans la formation des fragments. Des accords de ces calculs avec les données expérimentales ouvrent de nouvelles voies d'investigation [90-94]. Il faut noter aussi que les calculs récents développés par X. Campi avec le modèle de dynamique moléculaire classique montrent qu'il est possible de former des clusters dans des milieux denses et que la distribution en taille de ces clusters ne dépendait que de l'énergie totale du système [89]. D'autre part, les résultats des calculs CNBD (Classical N-Body Dynamiques) présentent des similitudes qualitatives avec les données expérimentales [86]. Enfin, avec le développement des ordinateurs de plus en plus rapide et de moins en moins onéreux, il devient réaliste de traiter la dynamique des systèmes complexes à N-corps en incluant rigoureusement les lois de conservation.

Ce mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier est consacré aux méthodes expérimentales, l'accent sera mis sur les problèmes liés à la sélection des événements. Je vais présenter dans le deuxième et troisième chapitre deux aspects de la multifragmentation vus par un expérimentateur. Le premier aspect concerne une étude statistique de la multifragmentation. Une comparaison des données avec le modèle SMM, permettra de dégager les problèmes liés aux hypothèses couramment faites pour étudier les transitions de phases. Une étude spécifique sur les caractéristiques des fragments primaires reconstruits sera présentée. Ceci permettra d'extraire la composante thermique emportée par les particules évaporées et l'énergie d'excitation des fragments. Malgré l'accord satisfaisant obtenu entre le calcul statistique et les observables statiques, une telle approche ne renseigne pas sur l'origine des fragments. Le deuxième aspect de ce mémoire est complémentaire du premier, il traite de la dynamique des collisions. Une comparaison des données avec des calculs de dynamique moléculaire anti-symétrisée AMD soulèvera des questions pertinentes sur les processus de multifragmentation. Au contraire des premiers chapitres, je terminerai avec une étude expérimentale sans «*a priori*» du système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à la plus basse énergie mesurée avec INDRA, 25 AMeV, aux alentours du seuil de la multifragmentation. Les propriétés des fragments détectés donnent des informations précieuses sur le mécanisme de leur formation. Une extension aux autres énergies et aux autres paramètres d'impact va permettre de donner une idée claire sur le mécanisme de production des fragments de masse intermédiaire.

Chapitre 1 □ Méthodes expérimentales

Dans ce chapitre, nous donnerons brièvement une description du détecteur INDRA, nous montrerons ensuite les différentes méthodes de sélection d'événements qui seront utilisées dans ce travail. Nous mettrons l'accent sur les biais introduits par les différentes sélections, et l'influence de celles-ci sur l'interprétation des résultats expérimentaux. Les expériences qui seront discutées dans ce travail concernent essentiellement les réactions Xe + Sn mesurées avec INDRA à 25, 32, 39, 45, 50 AMeV effectuées à GANIL et à 65, 80, 100, 150 AMeV réalisées à GSI.

1 – Le détecteur □

Nous avons utilisé le détecteur 4π INDRA pour toutes les mesures exposées dans ce document. La description de ce détecteur est détaillée dans différents articles [31-36], nous donnerons ici brièvement quelques-unes de ses performances □

- i) sa grande granularité permet de détecter simultanément une cinquantaine de particules et fragments chargés, avec un taux de double comptage très faible et une efficacité géométrique de 90% du 4π ,
- ii) ses modules de détection constitués de télescopes à trois étages à l'avant □ chambre d'ionisation, Si – 300 μm et CsI, et deux étages au-delà de 45° □ chambre d'ionisation suivie des scintillateurs CsI, permettent une identification de particules de $Z = 1$ jusqu'à des fragments bien au delà de $Z = 50$ avec un faible seuil énergétique de 1 AMeV et couvrant une grande dynamique en énergie jusqu'à 4 GeV.
- iii) le grand nombre de paramètres à enregistrer simultanément a nécessité l'utilisation d'électronique spécifique et intégrée, nous avons utilisé le standard VXI pour une grande partie du matériel.

Ce détecteur est bien adapté à la détection de produits chargés formés dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Nous mesurons des événements ayant des multiplicités de particules de quelques unités jusqu'à environ 50. Pour chaque particule, il est

possible de mesurer sa charge, sa masse si la particule a une charge inférieure à 5, son énergie et ses angles polaire et azimutal. C'est une mesure exclusive qui permet de corréler les particules au sein de l'événement lui-même.

2 -Sélection d'événements□

Il est trivial de rappeler qu'il n'existe pas d'instrument capable de mesurer le paramètre d'impact d'une collision entre deux noyaux. Cette impossibilité constitue la première difficulté pour classer les événements. Néanmoins, il est nécessaire de le faire par des observables qui refléteraient le paramètre d'impact. Ceci entraîne irrémédiablement la deuxième difficulté liée aux problèmes des auto-corrélations. Lorsqu'une variable est utilisée dans le classement d'événements, elle ne peut plus être employée, dans la définition d'une nouvelle observable caractérisant un phénomène donné, sans biais. Ce problème est particulièrement aigü dans des méthodes de classement faisant appel à plusieurs observables. En particulier, des approches sophistiquées utilisent une combinaison de plusieurs variables [66, 95-97]. Ceci permet de garder le maximum d'information sur l'événement, mais engendre une forte auto-corrélation et des biais sur les différentes observables difficiles à déterminer.

Nous allons donner trois exemples de sélection, l'angle de flot (Θ_{flot}) défini par l'angle entre l'axe du faisceau et l'axe principal de l'événement, l'énergie transverse des particules légères de charge $Z = 1$ et 2 ($E_t^{1,2}$) et enfin, la vitesse du fragment le plus lourd de l'événement.

a) Angle de flot

L'angle de flot est une variable globale utilisée surtout pour sélectionner des collisions centrales. Il est défini par l'angle entre l'axe du faisceau et l'axe principal d'émission de matière pour chaque événement [98]. Cet axe d'émission est déterminé par le tenseur d'énergie calculé à partir de l'impulsion des fragments (de $Z \geq 3$) dans le centre de masse [99]. Pour les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires [60,65,98,100], il a été montré que les événements ayant des petits angles de flot correspondent majoritairement à des réactions dissipatives binaires. Par contre des collisions plus centrales n'ayant plus de mémoire de la voie d'entrée devraient présenter une émission isotrope favorisant ainsi des grands angles de flot. Nous avons vérifié pour le système Xe + Sn de 32 à 50 AMeV que les

événements quasi-complets, ayant une charge totale mesurée de 80 % de la charge du système initial, et un angle de flot plus grand que 60° , correspondent à une émission isotrope de fragments dans le centre de masse du système. Ces événements sont compatibles avec la désintégration d'un objet compact qui serait formé après avoir émis rapidement des particules légères directes. Les vitesses des fragments sont, en effet, distribuées symétriquement autour de la vitesse du centre de masse pour les événements caractérisés par un angle de flot supérieur à 60° .

Cette dernière sélection favorise des événements ayant des multiplicités de fragments élevées et induit des biais importants sur leurs distributions angulaires, et sur leur cinématique, notamment en ce qui concerne le plus gros fragment de l'événement. Elle sera, désormais, utilisée dans le chapitre 2, dans la recherche d'une «source compacte».

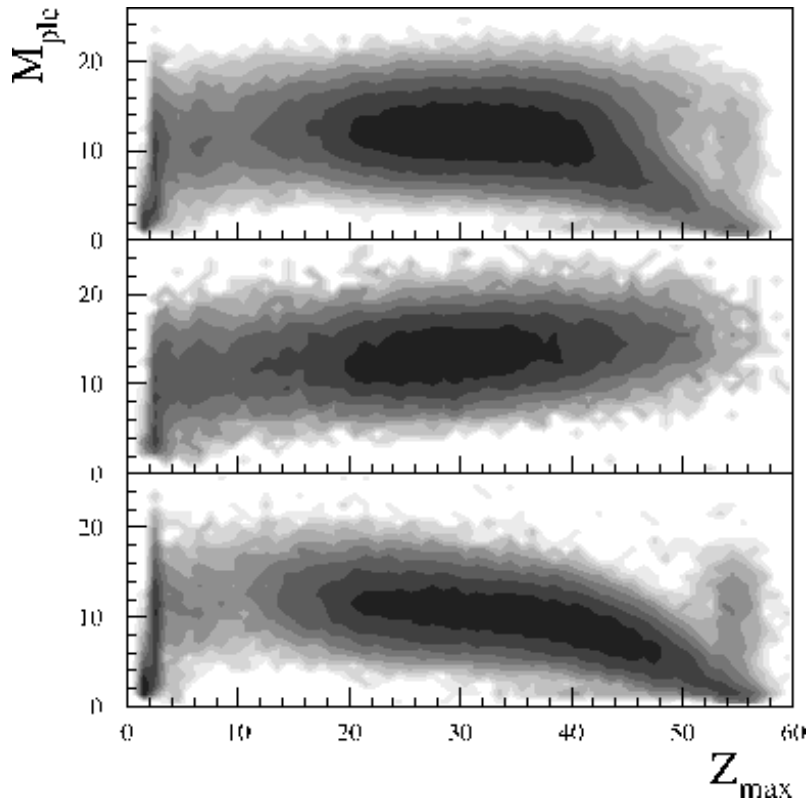
b) Énergie transverse des particules de charges 1 et 2

L'efficacité du détecteur INDRA est particulièrement bonne pour la détection des particules légères chargées (LCP). Elle est proche de 90 % indépendamment du mécanisme de réaction. Nous profitons de cet avantage pour sélectionner les événements par des coupures dans une variable mono-dimensionnelle, l'énergie transverse des particules de charges 1 et 2. Les valeurs les plus faibles correspondent à des collisions périphériques, les valeurs élevées sélectionnent des paramètres d'impact petits et donc des collisions centrales. La simplicité de cette variable globale permet d'estimer facilement les différents biais et auto-corrélations [101] qui peuvent être générés par son utilisation. Elle offre de plus l'avantage que les distributions se superposent pour différentes énergies incidentes pour un même système avec une simple normalisation par rapport à l'énergie disponible [73,74]. Ceci indique qu'elle est principalement sensible à la géométrie de la collision. Cette variable est bien adaptée pour faire des études sur différents paramètres d'impact et sur une large gamme en énergie incidente.

c) Vitesse du plus gros fragment.

Cette observable est bien adaptée pour des énergies incidentes relativement basses. Si le plus gros fragment a une vitesse proche de celle du faisceau, la réaction correspondrait à une réaction dissipative binaire, par contre si sa vitesse est proche de la vitesse du centre de masse, dans ce cas le gros fragment serait un résidu de fusion produit par fusion incomplète

Figure 1 : Multiplicité des particules légères en fonction de la charge du plus gros fragment de l'événement dans les réactions Xe + Sn à 25 AMeV. De haut en bas, pour tous les événements, les événements avec une fenêtre sur la vitesse du gros fragment proche de celle du centre de masse et la dernière case une fenêtre en vitesse proche de celle du projectile.



ou par un transfert massif et très asymétrique. La figure 1 montre pour la réaction Xe + Sn à 25 AMeV, la multiplicité totale des particules légères chargées en fonction de la charge du plus gros fragment de l'événement, quelque soit sa vitesse, avec une condition pour que sa vitesse soit autour du centre de masse, ou encore autour de la vitesse du projectile. Pour ce dernier cas les grands Z_{\max} ($Z_{\max} > 25$) sont associés à des faibles multiplicités tandis que pour l'autre cas ils sont associés à des multiplicités élevées. Ceci indique l'efficacité de cette sélection. Une application de cette sélection sera présentée dans le chapitre 4.

3 -Caractéristiques des événements de multifragmentation

Dans ce paragraphe, nous allons donner une vue globale de la production de fragments de masse intermédiaire depuis le seuil de leur apparition à faible énergie incidente jusqu'à leur disparition aux énergies les plus élevées. Nous montrerons en particulier le comportement général des collisions centrales du système quasi-symétrique Xe + Sn de 25 à 150 AMeV. La sélection utilisée dans ce chapitre est la coupure dans la distribution de l'énergie transverse des particules de charges 1 et 2.

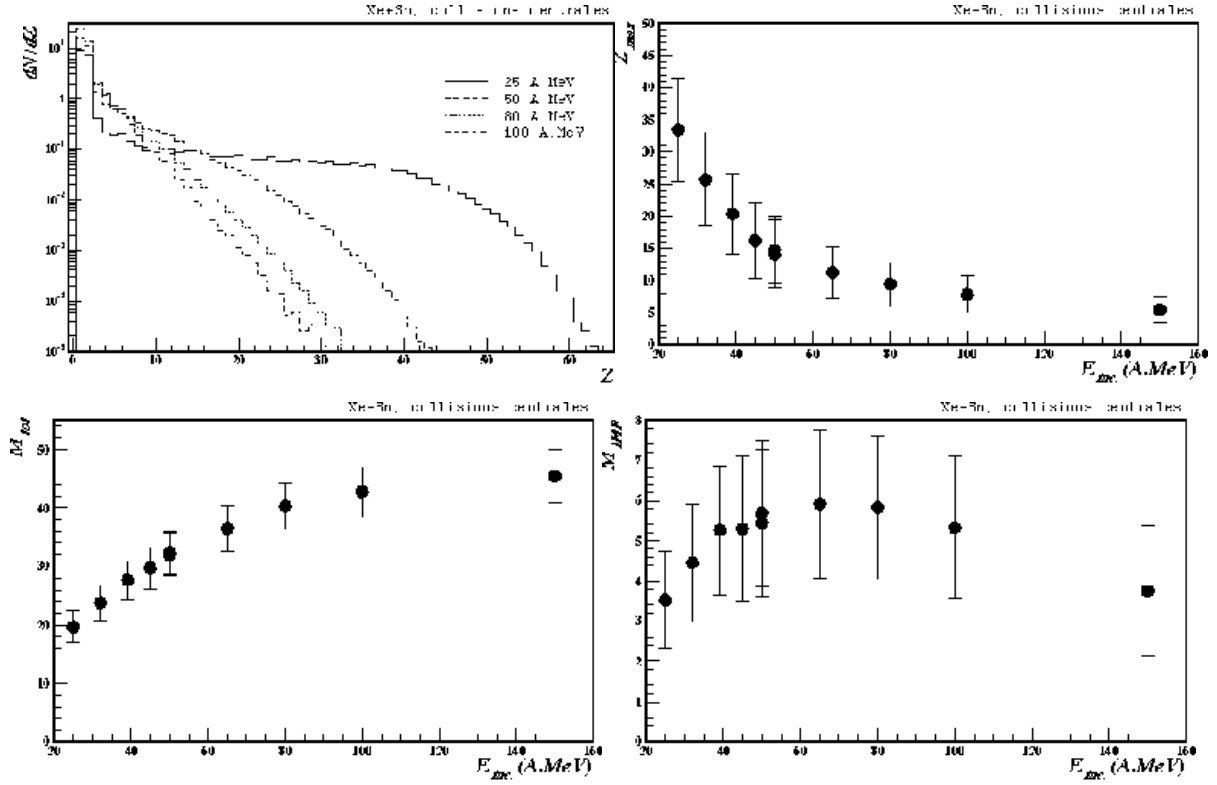


Figure 2 : Distributions en charge, les valeurs moyennes de la charge du plus gros fragment de l'événement, multiplicité totale de tous les produits chargés et multiplicité des fragments en fonction de l'énergie incidente, pour des collisions centrales (10 % de la section efficace, $b < 0.3 \text{ b}_{\text{max}}$).

La figure 2 montre respectivement les distributions en charge, les valeurs moyennes de la charge du fragment le plus lourd de l'événement, la multiplicité totale de tous les produits chargés et enfin la multiplicité des fragments de masse intermédiaire en fonction de l'énergie incidente. La distribution de charge des produits de réaction évolue d'une distribution très large à 25 A.MeV, où des résidus plus lourds que le projectile et la cible survivent, vers une forme exponentielle à 100 A.MeV qui indiquerait une cassure en petits morceaux du projectile et de la cible, seuls des fragments de $Z < 30$ subsistent. La taille moyenne du plus gros fragment diminue avec l'énergie incidente, ainsi sa charge moyenne $\langle Z_{\max} \rangle = 35$ à 25 A.MeV décroît vers $\langle Z_{\max} \rangle = 6$ à 150 A.MeV. On notera sur la figure 2 que les largeurs de Z_{\max} , indiquées par les barres verticales, diminuent aussi avec l'énergie de bombardement. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre 4. La multiplicité totale des produits chargés augmente avec l'énergie incidente. C'est aussi le cas de la multiplicité des fragments (M_{IMF}), jusqu'à 65 A.MeV où elle présente un maximum, puis elle diminue au-delà de cette énergie. Le passage de la production de fragments par un maximum a déjà été observé dans la fragmentation du quasi-projectile produit dans des collisions Au + Au à 600 A.MeV [19]. Depuis, d'autres travaux ont mis en évidence le caractère universel de cette évolution [102].

Ce comportement a été interprété comme un signal possible de transition de phase liquide-gaz. Cependant, d'autres explications plus simples sont données et qui indiquent la trivialité du signal. Les lois de conservation dans ces systèmes finis peuvent aussi bien expliquer le passage par ce maximum. Il est à noter que les quatre observables montrent une forte évolution de 25 à 50 AMeV, au delà les variables ont un comportement plus doux à la limite de la saturation.

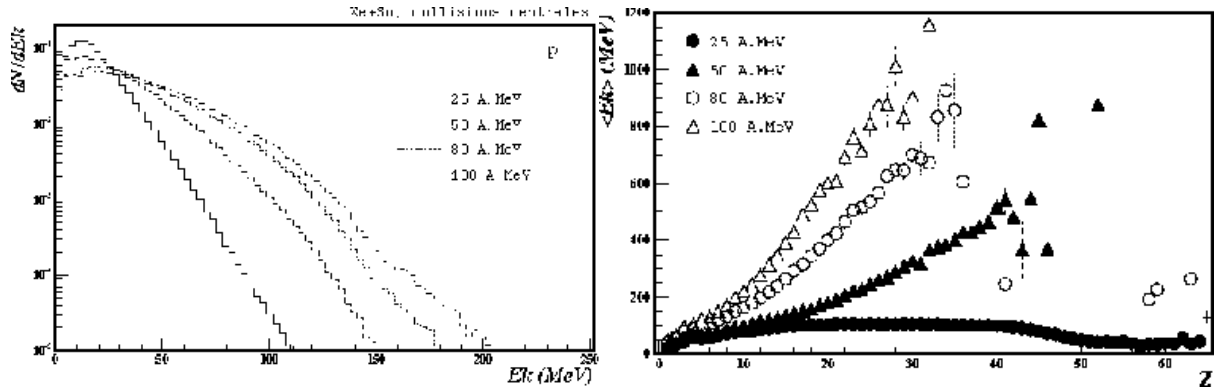


Figure 3 : Spectres en énergie des protons et énergie cinétique moyenne des fragments produits dans les collisions centrales Xe + Sn, en fonction de l'énergie incidente.

Les observables statiques ne sont pas suffisantes à elles seules pour donner des informations sur le mécanisme de réaction. Il est important de regarder en même temps les variables liées directement à la dynamique de la collision. La figure 3 montre respectivement les spectres en énergie des protons intégrés sur tous les angles et les énergies cinétiques moyennes des fragments produits au cours des collisions centrales Xe + Sn, en fonction de l'énergie incidente. Les distributions en énergie s'élargissent de plus en plus avec l'énergie incidente. A 25 AMeV, le spectre a une forme plutôt Maxwellienne, qui indiquerait une émission de protons par évaporation à partir d'un noyau chaud au repos dans le centre de masse du système. Lorsque l'énergie augmente, les spectres présentent une rupture de pente de plus en plus forte laissant place à une composante à haute énergie. Les énergies moyennes ($\langle E_k \rangle$) des autres fragments montrent à peu près la même évolution, elles augmentent avec l'énergie incidente. A 25 AMeV, $\langle E_k \rangle$ augmente légèrement avec la taille des fragments, et diminue pour les résidus les plus lourds. Pour les autres énergies, $\langle E_k \rangle$ augmente continûment avec la charge des produits de réaction, indiquant la disparition d'éventuels résidus de fusion et l'apparition d'une certaine transparence.

Les collisions centrales du système étudié, $\text{Xe} + \text{Sn}$, à partir des énergies GANIL jusqu'à celles de GSI (25 à 150 AMeV) permettent de couvrir le domaine de multifragmentation, depuis l'apparition des fragments jusqu'à pratiquement leur disparition. La production maximale de fragments est en moyenne autour de 6 à environ 65 AMeV d'énergie incidente. La taille des plus gros fragments montre une évolution d'un processus de transfert massif à 25 AMeV vers un processus de production de fragments de plus en plus petits à plus haute énergie. Les spectres en énergie des protons ainsi que les énergies cinétiques moyennes des fragments montrent une évolution semblable, mais nous donnent un peu plus d'informations sur la nature du processus. A 25 AMeV, le processus dominant semble être un processus d'évaporation reflété par la forme du spectre des protons à 25 AMeV et par l'énergie cinétique moyenne des résidus lourds qui est proche de l'énergie du centre de masse de la réaction. En augmentant l'énergie incidente, les spectres de protons sont de plus en plus déformés, indiquant leur émission à partir de plusieurs sources, avec notamment une composante à haute énergie de plus en plus importante. De même, les énergies cinétiques moyennes des fragments augmentent continûment avec leur charge. Ceci indique l'influence grandissante de la dynamique de la collision sur nos observables.

Chapitre 2 : Approche statistique

1 – Introduction

La production multiple de fragments de masse intermédiaire observée dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires peut être liée aux propriétés de la matière nucléaire fortement perturbée. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer cette production abondante de fragments. Cependant, la situation qu'elle soit expérimentale ou théorique n'est toujours pas claire. Des modèles ayant des hypothèses de base très différentes peuvent reproduire correctement les mêmes données. Avec le développement des multidétecteurs performants 4π , des comparaisons simultanées de plusieurs variables aussi bien statiques que cinématiques imposent des contraintes beaucoup plus fortes sur les différents modèles. Ainsi, au lieu de confronter aux résultats des calculs des valeurs moyennes des différentes observables, la comparaison à leur distribution est beaucoup plus contraignante. De même, la possibilité offerte par les multidétecteurs de construire des corrélations de plus en plus fines au sein même de l'événement donne de nouvelles observables qui imposent des contraintes encore plus fortes sur les modèles.

Dans ce travail, nous allons comparer nos données à deux modèles totalement différents, un modèle de fragmentation statistique, SMM [54,55], ayant comme hypothèse de base l'équilibre thermodynamique, et un deuxième modèle qui fait la description de la dynamique de la collision, AMD [83,84]. Cette dernière comparaison sera donnée dans le prochain chapitre.

Des études statistiques du processus de multifragmentation peuvent nous apporter des informations sur les propriétés thermodynamiques des systèmes nucléaires finis avec ses possibles transitions de phases. En particulier dans ce chapitre, l'approche thermodynamique sera traitée. Nous allons d'abord trier un échantillon d'événements optimisé de telle façon à favoriser un système nucléaire le plus compact possible. Une caractérisation globale de la source de multifragmentation sera donnée. Une analyse plus fine des caractéristiques des fragments va nous permettre de séparer quantitativement les composantes thermique et

dynamique. L'importance de cette dernière composante va permettre d'introduire le prochain chapitre dédié aux aspects dynamiques de la production des fragments. Dans ce chapitre, les données seront comparées au calculs de multifragmentation statistique SMM.

2 – Caractéristiques des événements triés avec Θ_{flot}

Nous avons sélectionné les collisions centrales du système Xe + Sn de 32 à 50 AMeV avec l'angle de flot [7,64,65,92]. Parmi les événements quasi-complets, ayant une charge détectée totale supérieure à 80 % de la charge du système initial, nous avons gardé ceux qui ont un $\Theta_{\text{flot}} > 60^\circ$.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, cette sélection favorise les collisions centrales ayant un degré de fragmentation élevé, mais induit des biais sur certaines variables cinématiques. Nous devons faire attention à la «Pertinence» des résultats qui seront discutés.

Avec cette sélection, voici ci-dessous le résumé des résultats expérimentaux lorsque l'énergie incidente augmente de 32 à 50 AMeV

- la multiplicité des fragments augmente légèrement de 5 à 7,

- la multiplicité des particules légères chargées varie de 19 à 27,

- la valeur moyenne de la charge du plus gros fragment décroît de 25 à 15,

Après avoir corrigé de l'efficacité du détecteur et des autres biais expérimentaux liés à la sélection, la section efficace de ces collisions centrales a été estimée à 115 ± 20 mb à 32 AMeV et à 85 ± 10 mb à 50 AMeV [65,].

D'autres résultats seront donnés par la suite notamment au cours des comparaisons avec le calcul de multifragmentation statistique.

3 – Hypothèse d'équilibre thermodynamique

Nous avons choisi de comparer nos résultats au modèle de multifragmentation statistique, SMM [54,55] . Ce modèle simule la désintégration simultanée d'un système isolé à l'équilibre thermodynamique. Il décrit la multifragmentation d'une manière statique, en ignorant le déroulement de la collision précédant l'établissement de l'équilibre. Le code génère des configurations avec un algorithme de type Monte Carlo sur l'ensemble microcanonique

constitué de toutes les partitions possibles dans l'espace de phase disponible. Les partitions retenues sont celles imposées par les valeurs des paramètres d'entrée du modèle, et qui sont l'énergie d'excitation, la masse et la charge fixant la taille du système et finalement le volume de freeze-out. Ce dernier correspond à une configuration où les interactions nucléaires entre fragments n'ont plus d'effet. Le volume minimum est alors imposé par la distance entre fragments qui doit être supérieure à la portée de l'interaction nucléaire (2 à 3 fm). Pour les systèmes étudiés, le volume minimum est de 3 fois le volume normal ($V = 3V_0$).

a) Variables statiques

En utilisant comme paramètres d'entrée l'énergie disponible dans le centre de masse et la taille initiale du système étudié Xe + Sn, le modèle ne reproduit pas les données. Par exemple pour l'énergie incidente de 50 AMeV, ce qui correspond à une énergie disponible de 12.5 AMeV, la distribution de charge prédite par SMM est beaucoup plus piquée vers les fragments de faible charge que celle observée, indiquant que l'énergie d'excitation supposée dans le calcul est trop élevée.

E incidente (AMeV)	32	50
Z source	83	78
E* (AMeV)	5	7
Energie disponible (AMeV)	7.5	12.5

Tableau 1 : Paramètres d'entrée de SMM, énergie disponible dans le centre de masse du système Xe + Sn.

Une étude systématique était alors nécessaire pour améliorer l'accord. Des calculs intensifs ont été réalisés en faisant varier les paramètres d'entrée SMM, de telle façon à reproduire les distributions de charge et les valeurs moyennes des multiplicités de fragments. Les figures 4 et 5 montrent les distributions de charges des fragments, de la charge du plus gros fragment, de leur multiplicité et de la multiplicité des particules légères, mesurées dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 32 et à 50 AMeV. Les symboles représentent les données et les histogrammes correspondent aux prédictions du calcul SMM. Les événements générés par le calcul sont filtrés par un programme informatique qui tient compte des effets du dispositif expérimental et de la sélection. Le jeu de paramètres retenu est celui qui reproduit le mieux les données : la charge de la source considérée est $Z_s = 78$, son énergie d'excitation est $E^* = 7$ AMeV dans le cas du 50 AMeV ; pour le 32 AMeV, $Z_s = 83$, $E^* = 5$ AMeV. Dans les deux

cas et dans la suite, le volume de freeze-out a toujours été fixé à $V = 3V_0$. La masse de la source a été choisie de telle façon à conserver le rapport N/Z du système initial. Le Tableau 1 contient ces valeurs. L'accord entre les données et le calcul est spectaculaire. Les distributions de charge sont reproduites sur trois ordres de grandeur. Les distributions de la charge du plus gros fragment et des

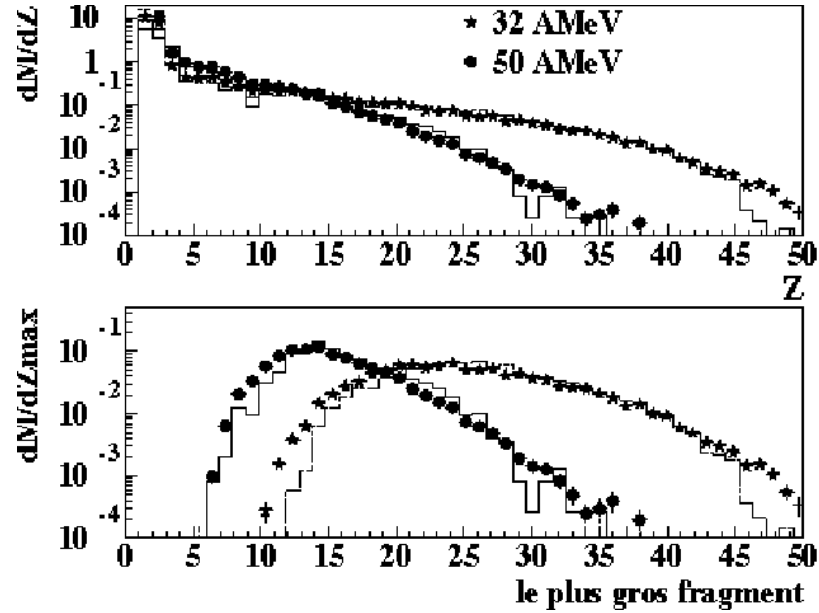


Figure 4 : Distributions de la charge des fragments et de la charge du plus gros fragment de l'événement mesurées à 32 et 50 AMeV pour les collisions centrales du système Xe + Sn. Les histogrammes correspondent aux prédictions des calculs SMM.

multiplicités de fragments sont également bien reproduites. Par contre et comme on peut le constater sur la figure 5, les multiplicités des particules légères chargées sont sous-estimées

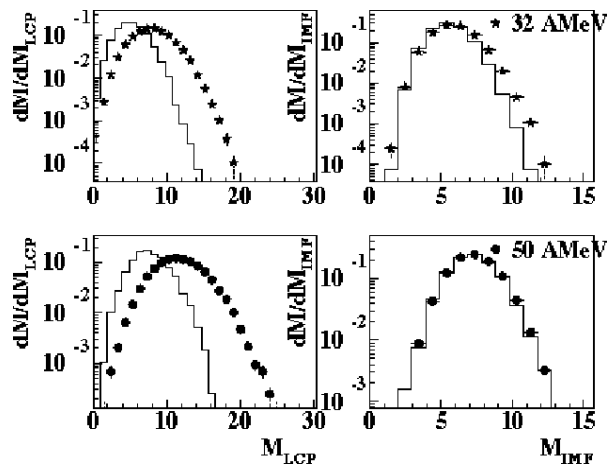


Figure 5 : Distributions de la multiplicité des particules légères chargées et des fragments mesurées à 32 et 50 AMeV pour les collisions centrales du système Xe + Sn. Les histogrammes correspondent aux prédictions des calculs SMM.

par SMM. Ceci est prévisible, parce que la charge de la source ($Z_s = 83$ pour 32 AMeV et 78 pour 50 AMeV) utilisée comme paramètre d'entrée est largement inférieure à la charge totale détectée qui a une valeur moyenne entre 92 et 94 selon l'énergie incidente. Cette différence expliquerait le désaccord. Il faut noter que les multiplicités des charges 1 et 2 présentées sur la figure 5 correspondent au nombre de particules détectées sur un domaine angulaire dans le centre de masse compris entre 60° et 120° , multipliées par un facteur 2 en supposant une émission isotrope sur tout l'espace angulaire. Dans le cadre d'une hypothèse d'équilibre thermodynamique, cette correction a été faite, parce que les distributions angulaires des particules légères présentaient une surproduction avant-arrière attribuée à une éventuelle émission de pré-équilibre.

b) Variables cinématiques

La comparaison des énergies cinétiques moyennes des fragments au résultat du calcul est montrée sur la figure 6 (les ronds vides représentent le calcul à comparer aux symboles pleins représentant les données). Le désaccord est total pour les deux énergies incidentes, la tendance est néanmoins reproduite. Les calculs sous-estiment les données de 20 à 40 MeV, selon la charge du fragment, à 32 AMeV et de 25 à 60 MeV dans le cas du 50 AMeV. Les corrélations en vitesse réduite montrent également un désaccord, plus important à 50 AMeV qu'à l'énergie de bombardement de 32 AMeV. Par conséquent, un calcul qui a comme hypothèse de base l'équilibre thermodynamique reproduit les variables statiques mais il est incapable tel qu'il est, de reproduire les variables cinématiques. Manifestement, il manque une composante importante dans ce calcul et qui est probablement liée à la dynamique de la collision.

Une interprétation possible, pour expliquer ce surplus énergétique des fragments détectés par rapport aux prédictions du calcul, serait qu'au cours de la collision le système qui fragmente passe par une phase d'expansion collective suite à une compression initiale. Pour vérifier la validité de cette hypothèse, une nouvelle version du modèle de multifragmentation statistique SMM a été développée et qui suppose que la composante dynamique se réduit à une énergie collective radiale. Il a été supposé que cette composante est découplée de la composante purement thermique. En d'autres termes cette composante n'influence pas les partitions. Des études, dans ce sens, réalisées avec MMMC montrent effectivement qu'il n'y a pas d'énormes effets [64]. Un ajustement sur les énergies cinétiques moyennes des

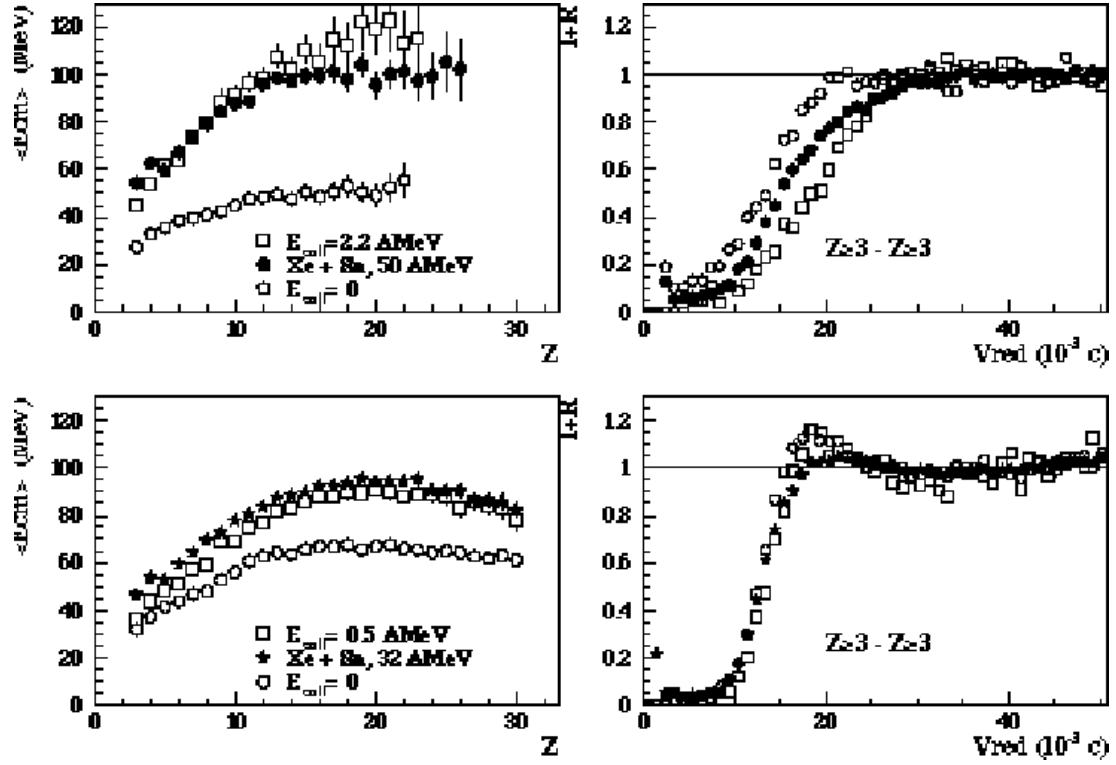


Figure 6: Energie cinétique moyenne des fragments détectés en fonction de leur charges et les fonctions de corrélation en vitesses réduites des fragments mesurés dans les collisions centrales de Xe + Sn à 32 et 50 AMeV (symboles pleins). Les symboles vides correspondent aux prédictions des calculs SMM, avec (carrés vides) énergie d'expansion radiale et sans (ronds vides).

fragments, $\langle E_{cm} \rangle$, a été fait avec cette nouvelle version de SMM. Les valeurs de l'énergie radiale qui reproduisent au mieux les données sont $E_{rad} = 0.5$ AMeV pour le système Xe + Sn à 32 AMeV et $E_{rad} = 2.2$ AMeV à 50 AMeV. La figure 6 montre le résultat de cet ajustement (les carrés vides). Nous avons comparé ce calcul aux corrélations en vitesse réduite des fragments, la figure 6 montre encore une fois un désaccord important pour le cas du 50 AMeV, moins important à 32 AMeV. Des désaccords sont également observés sur les spectres énergétiques des fragments surtout à 32 AMeV. La figure 7 montre que les largeurs des distributions en énergies cinétiques des charges $Z = 3, 5, 10$ et 15 sont très mal reproduites. L'hypothèse qui consiste à réduire toute la dynamique de la collision à une seule composante n'est pas très satisfaisante. Néanmoins, cette étude quantitative a permis d'estimer les désaccords entre un calcul statistique thermique et les données. Des calculs dynamiques doivent éclaircir la situation, nous aborderons ce point au prochain chapitre.

Le détail de cette étude se trouve dans la thèse de S. Salou [65], la thèse de N. Leneindre [7] et dans R. Bougault et al. [61].

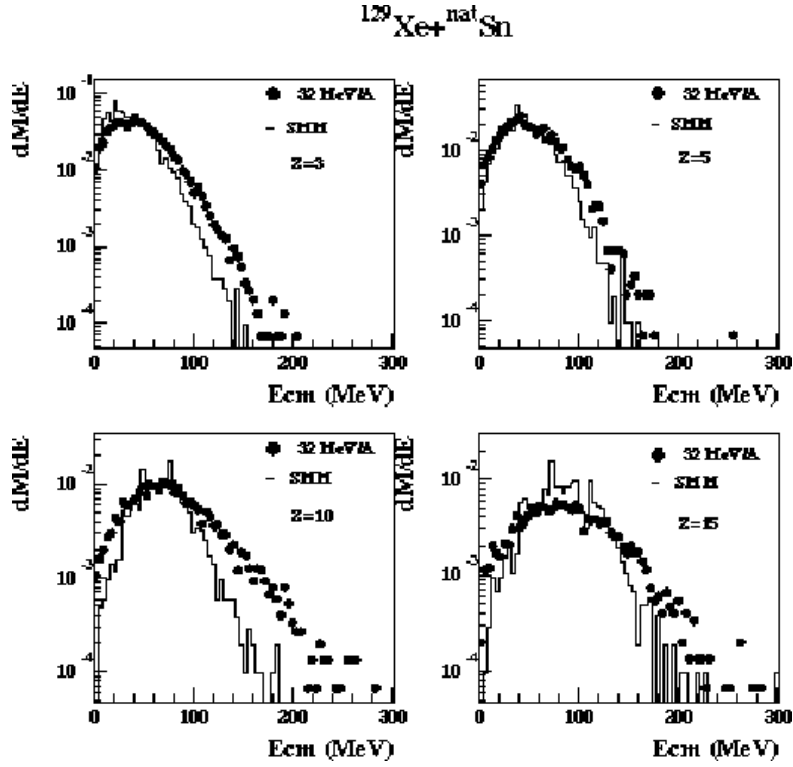


Figure 7 : Spectres en énergie cinétique des fragments de charge égale à 3, 5, 10 et 15 produits dans les collisions centrales de la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 32 AMeV (symboles) et prédits par SMM avec une énergie collective radiale de 0.5 AMeV (histogrammes).

4 – Caractéristiques des fragments primaires

Indépendamment du mécanisme de réaction responsable de la production des fragments, quelles sont leurs propriétés intrinsèques ? Sont-ils excités ? Si oui, quelles sont les particules légères évaporées par les parents de ces fragments, que nous appellerons fragments primaires ? Les prédictions des différents modèles sur l'énergie d'excitation des fragments primaires sont contradictoires. Par exemple le modèle de dynamique moléculaire quantique (QMD)[81,90,91] et le modèle de multifragmentation microcanonique de Berlin (MMMC)[56] prédisent des fragments primaires peu excités. Pour le premier modèle, les fragments sont produits par la dynamique de la collision, tandis que dans le dernier cas, la production et les propriétés des fragments font partie des hypothèses du modèle qui interviennent dans le calcul des poids statistiques des partitions. D'autre part le modèle de dynamique moléculaire anti-symétrisé (AMD)[82-84,92,93] et les calculs de champ moyen stochastique [46,47] prédisent des fragments primaires modérément chauds dans les réactions autour des énergies de Fermi, avec $E_{pr}^* = 2-3$ AMeV. Finalement, les approches de SMM [54,55] et de multifragmentation microcanonique de Raduta et al.[57,58] permettent la

production de fragments excités. Des informations expérimentales sur l'excitation des fragments primaires peuvent aider à éclaircir cette situation, et apporter un test crucial sur ces différents modèles[103-105,67].

a) Fonctions de corrélations

Nous avons développé une méthode expérimentale basée sur la corrélation en vitesse relative entre les fragments et les particules légères, qui permet d'extraire les particules secondaires évaporées par les fragments primaires, et de déduire, moyennant quelques hypothèses, les énergies d'excitation de ces fragments. Une description brève de la méthode sera donnée, notamment sur l'extraction du fond de la fonction de corrélation. Nous montrerons ensuite les résultats expérimentaux avec une comparaison avec SMM. L'étude porte sur les collisions centrales du système Xe + Sn entre 32 et 50 AMeV. Ces collisions ont été sélectionnées avec l'angle de flot plus grand que 60° , pour toutes les énergies incidentes sauf pour le cas du 50 AMeV où $\Theta_{\text{flot}} > 45^\circ$, afin d'augmenter la statistique. Le détail de cette étude se trouve dans les publications [103-105,92]

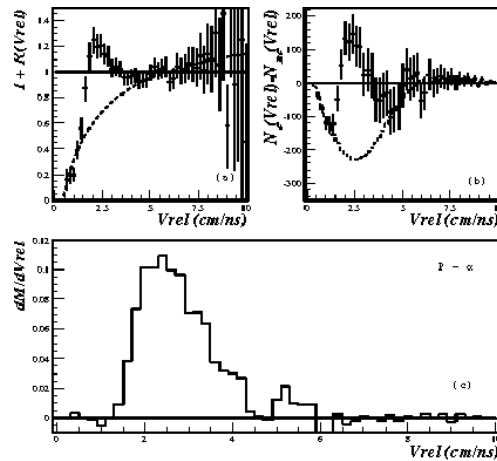


Figure 8 : Les corrélations phosphore-alpha mesurées dans les collisions centrales Xe + Sn à 32 AMeV. (a) fonction de corrélation, (b) fonction différence, (c) spectre en vitesse des alpha corrélés aux phosphores obtenu par soustraction du fond (courbe en pointillés) de la fonction différence.

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que la multiplicité moyenne des fragments produits dans les collisions centrales entre 32 et 50 AMeV varie peu entre 5 et 7, et que celle des particules légères chargées est 28 pour le 50 AMeV. Il existe au moins trois étapes différentes qui produisent ces particules. Des particules directes produites tout au début de la

collision, d'autres en même temps que la formation des fragments et finalement d'autres encore au cours d'une troisième étape qui serait une désexcitation des fragments primaires dans le cas où ils sont produits chauds. L'utilisation des fonctions de corrélation est une méthode qui s'avère être puissante dans l'extraction des signaux de faibles amplitudes. Nous avons utilisé cette méthode pour extraire les particules légères émises à partir de chaque fragment.

La figure 8 montre la fonction de corrélation (a), la fonction différence (b) en vitesse relative du couple phosphore – alpha mesuré dans les collisions centrales Xe + Sn à 32 AMeV. La fonction de corrélation (différence) est définie par le rapport (la différence) des distributions en vitesse relative des événements corrélés N_c et dé-corrélés N_{nc} . Pour dé-corréler les événements, nous avons utilisé la méthode de mélange d'événements décrite dans [106]. La fonction de corrélation présente une zone, aux basses énergies relatives, non-peuplée. Ce dépeuplement est dû à la répulsion coulombienne entre le fragment et la particule légère. Le pic situé à 2.5 cm/ns sur la fonction de corrélation et aussi sur la fonction différence est un bon candidat pour représenter les alpha évaporés par les parents du phosphore, il correspond au signal que nous voulons extraire. Les distributions en pointillés montrées sur la figure 8 représentent le fond de la distribution. Ce fond est supposé contenir toute autre contribution qui n'est pas la composante d'évaporation des alpha par le phosphore parent. Il correspond à une estimation des contributions des particules alpha directes qui ont été émises tout au début de la collision et celles émises par tous les autres fragments exceptés les noyaux parents du phosphore. Cette estimation est basée sur des simulations avec le code SIMON [107] qui a permis de déduire une paramétrisation de la forme du fond. Des détails de ces calculs sont donnés dans [103]. La distribution en vitesse relative présentée sur la figure 8c est obtenue par la soustraction du fond de la fonction différence (figure 8b). Cette distribution sera considérée comme les particules alpha évaporées par les parents du phosphore.

b) Résultats expérimentaux

Cette procédure a été appliquée à toutes les paires constituées par les combinaisons des isotopes des particules légères chargées et les fragments produits dans les collisions centrales Xe + Sn à 32, 39, 45 et 50 AMeV. Ainsi pour chaque fragment détecté, nous avons déterminé les multiplicités moyennes des particules légères évaporées par le fragment primaire. Elles augmentent légèrement avec la taille du fragment. Cependant ces multiplicités restent faibles, ne dépassant pas la valeur de 1.5 quelle que soit l'énergie incidente, ce qui implique que

l'énergie d'excitation dans les fragments est particulièrement modérée. Pour une particule légère chargée donnée, sa multiplicité ne change pas beaucoup avec l'énergie incidente. A partir des spectres des particules légères chargées évaporées, nous avons extrait la valeur moyenne de leur énergie cinétique.

Grâce à ces deux observables moyennes, une reconstruction de la charge moyenne des fragments primaires, $\langle Z_{pr} \rangle$ de leur masse moyenne, $\langle A_{pr} \rangle$ et de leur énergie d'excitation, E_{pr}^* a été réalisée. La charge moyenne du fragment primaire est déduite en faisant la somme de la charge du fragment détecté, Z et celle de toutes les particules légères corrélées avec ce fragment, Z_{LCP} . Cette dernière est définie par $Z_{LCP} = \sum (z_i \cdot M_i)$, avec z_i , la charge de la particule légère i évaporée et M_i sa multiplicité. Etant donné que les isotopes des fragments détectés ne sont pas résolus et que les neutrons ne sont pas détectés, deux hypothèses étaient nécessaires afin de déterminer la masse primaire du fragment. La première considère que la masse du fragment détecté est dans la vallée de stabilité. La deuxième considère deux cas : i) les fragments primaires sont dans la vallée de stabilité; ii) les fragments primaires gardent le même rapport N/Z que le système initial. Ces deux hypothèses sont utiles dans la reconstruction de l'énergie d'excitation des fragments primaires. La charge des fragments primaires obtenue varie entre 1 et 5 unités de charge en plus de la charge du fragment détecté. Sa masse dépend de l'hypothèse considérée. La multiplicité moyenne des neutrons est déduite par conservation de la masse, connaissant la masse du fragment primaire, du fragment détecté et celle des particules légères secondaires. Des multiplicités de l'ordre de 7 sont atteintes, mais dépendent fortement de l'hypothèse sur la masse du fragment primaire.

Finalement moyennant toutes ces variables, il a été possible d'appliquer une calorimétrie pour déterminer l'énergie d'excitation des fragments primaires, E_{pr}^* . La figure 9 montre le résultat de cette reconstruction. Elle représente l'énergie d'excitation moyenne par nucléon E_{pr}^*/A du fragment primaire en fonction de sa charge, et ceci pour les 4 énergies incidentes et pour les deux hypothèses sur la masse du fragment primaire, produit dans la vallée de stabilité ou conservant le rapport N/Z du système initial. La ligne horizontale sur la figure 9 représente la valeur moyenne $\langle e_{pr}^* \rangle$ sur toute la gamme en charge des fragments primaires étudiés. A part ceux de quelques faibles charges, tous les points expérimentaux, en tenant compte de leurs barres

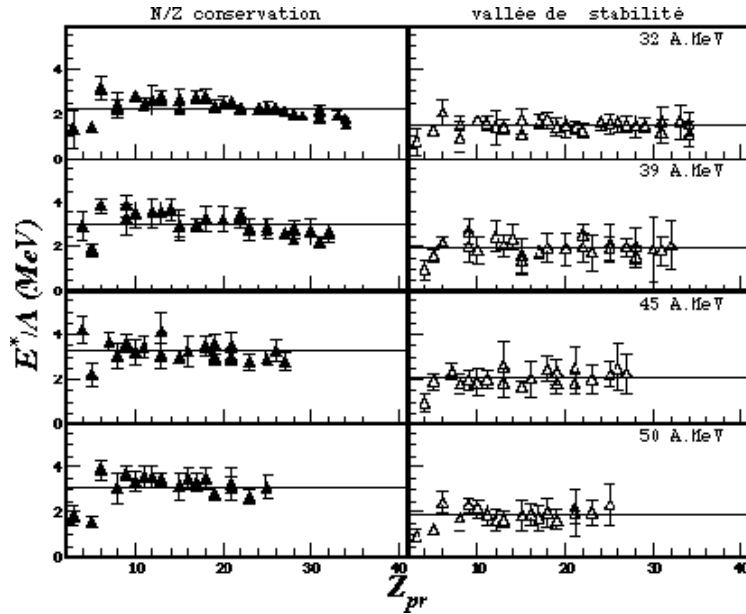


Figure 9 : Energie d'excitation moyenne en MeV par nucléon des fragments primaires en fonction de leur charge pour les quatre énergies incidentes et pour deux hypothèses de masse des fragments primaires . Les lignes horizontales correspondent aux valeurs moyennes sur toute la gamme en charge des fragments primaires.

d'erreur, passent par cette ligne. En d'autres termes, quelles que soient l'énergie incidente et l'hypothèse de masse considérée, les énergies d'excitation par nucléon des fragments primaires sont pratiquement constantes à une énergie incidente donnée. La figure 10 montre l'évolution de la valeur moyenne en fonction de l'énergie de bombardement. Les barres verticales représentent les déviations standards sur les valeurs moyennes. Elles sont petites et ne dépassent pas 1 A.MeV, ce qui conforte la constance de la valeur $\langle e^*_{pr} \rangle$. Dans l'hypothèse

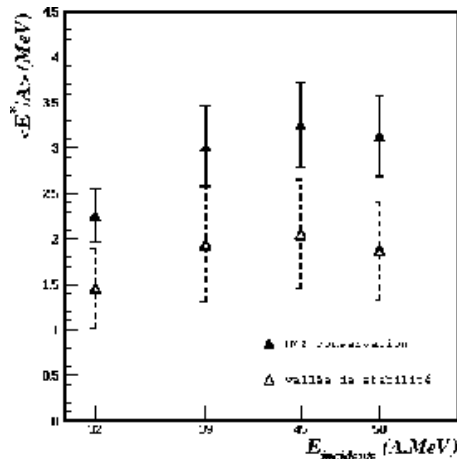


Figure 10 : Energie d'excitation moyenne en MeV par nucléon des fragments primaires produits dans les collisions centrales Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV, pour deux hypothèses sur la masse des fragments primaires .

de conservation du rapport N/Z, l'énergie d'excitation par nucléon augmente de 2.2 A.MeV à 32 A.MeV et sature à 3 A.MeV au delà de 39 A.MeV. Dans le cas de l'autre hypothèse, où les

fragments primaires sont produits dans la vallée de stabilité, les valeurs saturant aussi mais à une énergie plus faible. La constance observée sur la figure 9, de l'énergie d'excitation par nucléon pour les différents fragments primaires, peut suggérer que l'équilibre thermodynamique a été atteint au cours de la désintégration du système. En revanche, la saturation de $\langle e^*_{pr} \rangle$ au delà de 39 AMeV d'énergie incidente peut indiquer que les fragments ont atteint leur énergie d'excitation par nucléon limite (ou leur température limite) [120,121]. Nous reviendrons sur ce point plus loin.

Comment choisir entre les deux hypothèses de masse sur les fragments primaires? Ce choix a été dicté par des calculs avec un code statistique GEMINI [108]. Ce code est très bien adapté pour ce faible domaine énergétique, ne dépassant pas 3-4 AMeV. Le protocole consiste à considérer les fragments primaires déduits (Z_{pr} , A_{pr} , E^*_{pr}), de les désexciter par GEMINI et de comparer les multiplicités des particules évaporées obtenues aux valeurs expérimentales. Dans [103], nous avons montré que l'hypothèse de la conservation de N/Z reste la plus raisonnable. Par la suite, nous ne garderons que l'hypothèse de masse qui conserve le rapport N/Z des fragments primaires.

E_{lab}		^{136}Xe	^{136}Sn	^{136}Pb	^{136}Te	^{136}Se	$Z = 1$	$Z = 2$	$Z = 10-20$
32	M_{ev}	0.97	0.83	0.71	0.19	0.09	9.11	3.9	1.73
	M_{tot}	1.98	2.51	3.1	0.98	7.91	10.07	7.98	3.41
	$P_{ev}(\%)$	16.22	29.12	35.59	31.36	41.98	23.92	40.74	30.84
36	M_{ev}	1.73	1.33	1.1	0.18	-	9.75	1.78	7.05
	M_{tot}	2.16	3.1	3.14	0.55	3.5	12.07	5.73	22.81
	$P_{ev}(\%)$	34.23	27.06	24.09	33.36	14.49	29.06	14.04	35.01
40	M_{ev}	1.68	1.31	1.01	0.21	3.2	3.01	3.11	7.35
	M_{tot}	2.62	2.51	2.04	0.79	9.49	11.5	10.11	21.71
	$P_{ev}(\%)$	27.44	31.31	34.67	33.39	34.04	26.76	34.03	39.79
44	M_{ev}	1.15	0.83	1.01	0.21	2.6	3.11	3.31	6.31
	M_{tot}	3.17	1.77	3.2	0.89	10.1	16.03	10.29	27.01
	$P_{ev}(\%)$	13.99	22.51	20.45	37.98	25.7	21.28	26.71	23.48

Tableau 2 : Les multiplicités moyennes des particules chargées évaporées par événement dans les collisions centrales Xe + Sn. Pour chaque énergie incidente et chaque type de particule, M_{ev} représente la multiplicité des particules évaporées, M_{tot} la multiplicité totale et M_{ev}/M_{tot} le pourcentage de particules évaporées.

Les multiplicités moyenne des particules légères chargées évaporées secondairement ont permis une caractérisation intrinsèque des fragments primaires, mais, peuvent également être utilisées pour donner des informations précieuses sur les événements de multifragmentation. En effet, la multiplicité des LCP par événement peut constituer une observable pertinente. Le Tableau 2 montre les multiplicités par événement des particules secondaires, la multiplicité totale par événement des LCP détectées et le rapport de ces deux quantités, pour les quatre

énergies de bombardement. Ces valeurs sont présentées en fonction de l'énergie de bombardement sur la figure 11.

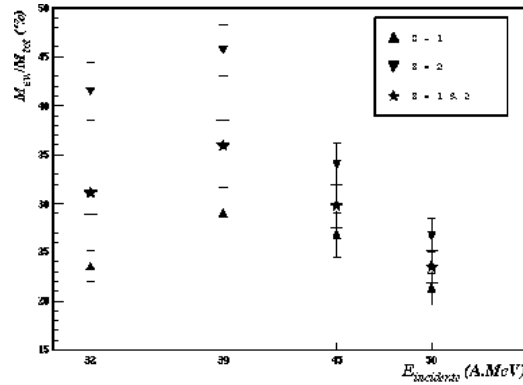


Figure 11 : Proportion de particules évaporées en fonction de l'énergie incidente pour $Z = 1$ (triangle droit), $Z = 2$ (triangle inversé), $Z = 1$ et 2 (étoiles) pour les collisions centrales du système Xe + Sn.

La proportion des héliums évaporés par les fragments est plus élevée que pour les hydrogènes surtout à plus faible énergie incidente. On remarque aussi que parmi toutes les particules légères chargées produites au cours de la collision, au maximum en moyenne 35 % des particules sont évaporées. Pour les énergies incidentes entre 32 et 39 A.MeV, la proportion de particules évaporées augmente, reflétant ainsi l'augmentation de l'énergie d'excitation des fragments observée sur la figure 10. Au delà de 39 A.MeV, cette proportion diminue pour atteindre 23 % à 50 A.MeV tandis que l'énergie d'excitation des fragments primaires reste constante.

Il faut noter que la proportion de particules évaporées secondairement, que nous venons de présenter, constitue une limite inférieure, car nous n'avons pas considéré dans ce travail, les contributions qui peuvent provenir de la désintégration des noyaux instables comme les ^8Be , ^5Li etc. et la désexcitation des états excités de courte durée de vie [109].

c) Comparaison avec un modèle statistique

Une première application de l'estimation expérimentale de cette composante statistique secondaire serait de contraindre les modèles de multifragmentation statistique comme, par exemple, SMM [54,55], MMMC[56] ou le modèle micro-canonique de Raduta et al. [57,58] La confrontation avec les calculs des quantités extraites peut en effet constituer un test crucial sur les hypothèses de base de ces modèles. Dans l'approche MMMC les fragments primaires,

peu excités, se dés excitent en émettant seulement quelques neutrons. Dans ce cas la comparaison devient inutile.

Nous avons utilisé SMM en choisissant des mêmes paramètres de source qui ont été optimisés dans le paragraphe 3 de ce chapitre (Tableau 1), sauf que nous avons maintenu la taille de la source constante pour la simplicité des calculs. Elle a été fixée à $Z_s = 83$ et $A_s = 198$ pour les quatre énergies incidentes. Dans cette version de SMM [55], nous avons accès à la configuration de freeze-out, c'est-à-dire aux caractéristiques des fragments primaires avant leur dés excitation et leur propagation Coulombienne.

Les résultats des calculs, extraits directement du volume de freeze-out sont comparés aux données sur la figure 12. Les énergies d'excitation, exprimées en MeV, des fragments primaires, sont globalement bien reproduites pour les quatre énergies incidentes.

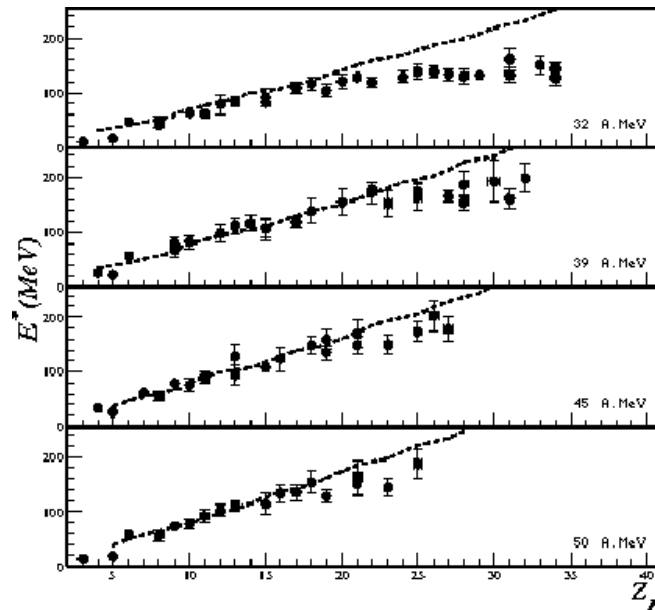


Figure 12 Energies d'excitation moyenne des fragments primaires en fonction de leur charge pour les collisions centrales du système Xe + Sn de 32 à 50 A.MeV. La masse des fragments primaires est supposée conserver le rapport N/Z du système initial. Les symboles représentent les données et les histogrammes le calcul SMM.

Cependant des petits désaccords sont observés pour les fragments primaires de charge élevée, en particulier pour le cas du 32 A.MeV. La saturation expérimentale n'est pas reproduite par SMM. Des comparaisons quantitatives avec l'énergie d'excitation par nucléon, moyennée sur toute la gamme de charge des fragments mesurés sont présentées sur Tableau 3. Les valeurs calculées, $\langle e^*_{pr} \rangle_{SMM}$, montrent une augmentation légère avec l'énergie incidente, tandis que les données semblent saturer à 3 A.MeV, au-delà de 39 A.MeV.

E_{inc} (AMeV)	32	39	45	50
$E_{\text{thermique}}^*$ (AMeV)	5.	6.	6.5	7.
$\langle e_{\text{pr}}^* \rangle_{\text{EXP}}$ (AMeV)	2.26	3.02	3.36	3.13
$\langle e_{\text{pr}}^* \rangle_{\text{SMM}}$ (AMeV)	2.97	3.26	3.39	3.55

Tableau3 : Les énergies d'excitation thermiques utilisées dans SMM. Les énergies d'excitation moyennes expérimentales et calculées, des fragments primaires produits dans les collisions centrales de Xe + Sn .

5 – Discussion des résultats

Dans ce paragraphe, nous allons discuter les résultats obtenus dans ce chapitre dédié à l'approche statistique du processus de production multiple des fragments. En particulier, nous allons essayer d'interpréter les points suivants

- la saturation de l'énergie d'excitation dans les fragments primaires,
- la diminution de la proportion des particules secondaires par rapport à la production totale des LCP,
- les accords excellents des prédictions SMM avec les données, obtenus pour les variables statiques et les énergies d'excitation des fragments primaires,
- les désaccords de la confrontation des calculs SMM avec les données, pour les variables cinématiques.

Dans ce chapitre, nous avons noté la saturation de l'énergie déposée dans les fragments produits dans les collisions centrales du système Xe + Sn de 32 à 50 AMeV, en associant à chaque fragment détecté les particules légères chargées et qui sont évaporées par le noyau père excité. Cette saturation autour de 3 AMeV, observée sur la figure 10 est accompagnée par une saturation du nombre de LCP évaporé, c'est ce qui implique la diminution en fonction de l'énergie incidente, de la proportion des LCP évaporés par rapport au total des particules légères mesurés (figure 11).

Une saturation similaire a été observée par Jiang et al. [110], en utilisant une méthode expérimentale différente de celle employée dans ce travail. Elle se base sur la mesure des multiplicités des neutrons avec une bonne efficacité. Les auteurs parlent alors d'une saturation de l'énergie thermique déposée dans les noyaux chauds formés. Ils interprètent cette

saturation comme étant due à l'incapacité du mécanisme de réaction à chauffer davantage le système au cours de sa formation, plutôt qu'à une température limite que celui-ci peut supporter. Dans notre cas, la saturation que nous observons semble avoir la même cause.

Les calculs SMM vont dans le sens de cette interprétation. Les énergies thermiques nécessaires dans les calculs SMM, pour reproduire les partitions des fragments et les énergies d'excitation des fragments primaires, est de 5 AMeV à 32 AMeV et 7 AMeV pour le cas du 50 AMeV. Cela fait une différence d'à peine 2 AMeV alors que la différence de l'énergie disponible entre 32 et 50 AMeV d'énergie incidentes est de 4 AMeV. Les 2 AMeV manquants se voient clairement dans l'incapacité de SMM à reproduire les énergies cinétiques des fragments. Cet excès d'énergie est évacué sous d'autres formes, par exemple dans la production des particules directes ou/et sous forme d'énergie cinétique des fragments.

Il est intéressant de comparer nos résultats à une compilation récente sur les températures limites (T_{lim}) extraites à partir de différentes mesures expérimentales[111]. Cette compilation montre que T_{lim} diminue avec l'augmentation de la masse du système, en bon accord avec des prédictions des calculs [112,113]. La méthode de détermination de ces températures compilées dans [111] est basée soit sur les pentes de spectres des particules légères soit, sur les doubles rapports isotopiques. Une nouvelle technique a permis de vérifier la dépendance T_{lim} avec la masse[53]. Elle est basée sur la détection des rayons gamma de Bremsstrahlung de deuxième chance émis aux cours de différentes réactions couvrant une large gamme de masse[114-115]. La masse des fragments primaires mesurés dans notre étude est au maximum $A_{pr} = 80$, alors que la plupart des fragments sont produits dans la région de $A_{pr} = 10-50$. D'après la compilation [111], la température limite correspondant à cette région de masse est $T_{lim} = 9$ MeV, ou $E^*/A = 7.5$ AMeV. Ces valeurs sont bien plus élevées que la valeur de 3 AMeV trouvée dans nos fragments primaires. Cependant, dans la même compilation les énergies d'excitation limite ≤ 3 AMeV correspondent à la région de masse $A=150-200$. Si l'on suppose que les fragments sont produits par la cassure d'un système composite lourd formé au cours de la réaction, il est alors possible que la saturation dans les énergies d'excitation des fragments primaires soit due à la saturation de l'énergie d'excitation du système composite, qui atteint sa température limite.

6 – Conclusion

Nous avons présenté les principaux résultats expérimentaux des collisions centrales Xe + Sn de 32 à 50 AMeV. Dans le cadre d'une approche statistique, nous avons comparé les données aux résultats d'un modèle de multifragmentation statistique, SMM, qui a comme hypothèse de base l'équilibre thermodynamique. Un accord excellent est trouvé pour les distributions de charge, la charge du plus gros fragment de l'événement, de la multiplicité des fragments et d'autres observables statiques. Cependant le désaccord sur les variables cinématiques indique la présence d'une contribution dynamique importante. Le fait de la réduire, en une seule composante collective radiale due aux effets d'une possible compression-expansion du système, n'est pas satisfaisant. Ceci se manifeste sur la non-reproduction de la forme des spectres en énergies et des fonctions de corrélation en vitesse réduite des fragments.

Une détermination expérimentale quantitative de la taille et l'énergie d'excitation des fragments primaires avant leur désexcitation, a été donnée pour les quatre énergies incidentes. La comparaison des quantités extraites avec les modèles constitue un test crucial sur certaines de leurs hypothèses de base.

Les fonctions de corrélation en vitesse relative entre fragments et particules légères chargées ont permis d'évaluer la multiplicité et énergie cinétique moyennes des particules légères chargées évaporées par les fragments primaires. La multiplicité a été utilisée pour déterminer la charge moyenne de ces derniers. Moyennant quelques hypothèses sur la masse des fragments primaires et en utilisant les deux observables extraites, il a été possible de reconstruire la masse et l'énergie d'excitation moyennes des fragments primaires.

Nos résultats montrent que pour une énergie incidente donnée, l'énergie d'excitation par nucléon est quasiment constante sur toute la gamme de charge des fragments étudiés. Le modèle de multifragmentation statistique SMM reproduit correctement cette énergie d'excitation interne des fragments primaires. La valeur moyenne de cette quantité croît de 2.3 AMeV pour une énergie incidente de 32 AMeV et sature autour de 3 AMeV à partir de 39 AMeV.

Nous avons également déduit la proportion des particules légères chargées évaporées par événement, par rapport au total des LCP mesurées dans la réaction. Cette fraction est de 30 % à 32 AMeV et augmente à 35 % à 39 AMeV puis diminue fortement jusqu'à 23 % à 50 AMeV (les barres d'erreurs de ces pourcentages sont montrées sur la figure 11). Par

conséquent, la majorité des particules légères chargées ne sont pas évaporées par les fragments primaires excités de ces réactions nucléaires étudiées.

Les deux derniers résultats suggèrent que,

- i) soit le système qui se désintègre en fragments n'est pas capable de supporter plus de 3 AMeV d'énergie d'excitation thermique et l'énergie d'excitation des fragments reflète la température limite de ce gros système,
- ii) soit/et le mécanisme de dissipation de l'énergie cinétique en énergie thermique sature vers 32 AMeV, et l'énergie disponible en excès est évacuée par la production de particules directes, et peut-être aussi par un mouvement collectif (ou/et effet de transparence) des fragments.

La dynamique semble jouer un rôle important dans la production des fragments. Nous avons démontré que la réduction de toutes les contributions dynamiques en une seule composante collectif n'est pas «justifiée». Pour mieux comprendre le processus de multifragmentation, une approche dynamique sera discutée dans le prochain chapitre.

Chapitre 3 – Approche dynamique.

1 – Introduction

Nous avons démontré dans le chapitre précédent, qu’une description statistique, semble indiquer à travers les variables statiques que la multifragmentation est dominée par l’espace des phases accessible au système. Cependant, réduire tous les effets dynamiques de la collision, pour les fragments émis, à une phase d’expansion collective ne rend pas compte correctement des données expérimentales. Beaucoup de variables cinématiques ne sont pas décrites par cette approche. D’autre part, le concept de volume de freeze-out, supposé par les modèles de multifragmentation statistique, comme SMM, est une étape très tardive de la réaction qui ne peut en aucun cas décrire le processus responsable de la production des fragments. Pour avoir accès à des quantités physiques pertinentes liées à l’équation d’état de la matière nucléaire, il est important de connaître la dynamique de formation des fragments de masse intermédiaire.

Il existe deux approches microscopiques différentes pour décrire les collisions d’ions lourds en suivant la dynamique des systèmes composés de plusieurs nucléons. La première approche est celle des modèles de dynamique moléculaire [81-86,89], la seconde est celle des modèles de champ moyen [13-16,44,87,88]. Le désavantage de cette dernière approche est le fait de ne pas pouvoir décrire correctement la formation des fragments par manque de corrélations entre les différents nucléons. Par contre, les modèles de dynamiques moléculaires vont dans le sens de prendre en compte les corrélations à plusieurs corps, ce qui est essentiel pour la formation des fragments.

Nous avons choisi la première approche et en particulier le modèle AMD (dynamique moléculaire anti-symétrisée) [82-84] pour décrire les collisions. Des travaux récents ont montré que le calcul AMD reproduit correctement la dynamique des collisions pour des systèmes plus légers que le nôtre: Ca+Ca à 35 A MeV [117] et Zn+Ni entre 35-79 A MeV [94].

Ces travaux montrent, entre autres, l'existence d'une certaine transparence dans ces systèmes légers.

Dans ce chapitre nous allons présenter et discuter les comparaisons entre les résultats des calculs et les données. Deux énergies ont été étudiées, Xe + Sn à 50 et 100 AMeV.

Le détail de ce code se trouve dans [82-84] et le développement spécifique pour le système Xe + Sn est publié en collaboration avec Ono dans [93]. Les comparaisons avec les données sont détaillées dans la thèse de S. Hudan [92].

2 – Conditions initiales

L'avantage des calculs de dynamique moléculaire est de garder au mieux les corrélations entre les particules, mais cela est très coûteux en temps de calcul. Malgré quelques approximations, le temps typique pour calculer un événement Xe + Sn à 50 AMeV est de l'ordre de 10 heures cpu. Nous avons utilisé le supercomputer du CEA de Grenoble, qui a l'avantage de faire des calculs parallèles en même temps sur plusieurs machines. Nous présentons ici le résultat de 30000 heures cpu de calculs.

Pour simuler les collisions centrales, nous avons effectué des calculs avec des paramètres d'impact entre 0 et 4 fm. Chaque calcul est fait jusqu'à 300 fm/c après la collision, ce temps est suffisamment long pour permettre de séparer et reconnaître les produits dans l'espace de phase «classique» (r, p). On détermine pour chaque noyau présent à ce stade du calcul, sa charge, masse, position, impulsion, énergie thermique et son spin. Ces caractéristiques ont été utilisées, événement par événement, comme entrées dans un code de désexcitation statistique, qui a permis l'évaporation secondaire et le calcul des trajectoires coulombiennes pour tous les produits. Les résultats de ces calculs sont filtrés par un programme informatique qui simule les effets du dispositif expérimental.

3 – Comparaisons AMD - Expérience

a) Variables statiques

Les figures 13 et 14 montrent une comparaison entre les partitions des événements prédits par AMD et celles des collisions centrales Xe + Sn mesurées à 50 et 100 AMeV. Les distributions de charge des produits de la réaction (figure 13) et du plus gros fragment de l'événement (encart de la figure 13) sont bien reproduites. Néanmoins, la répartition des petites charges

n'est pas très bien respectée, le calcul surestime le nombre d'isotopes d'hydrogène et de lithium alors que celui des héliums est sous-estimé.

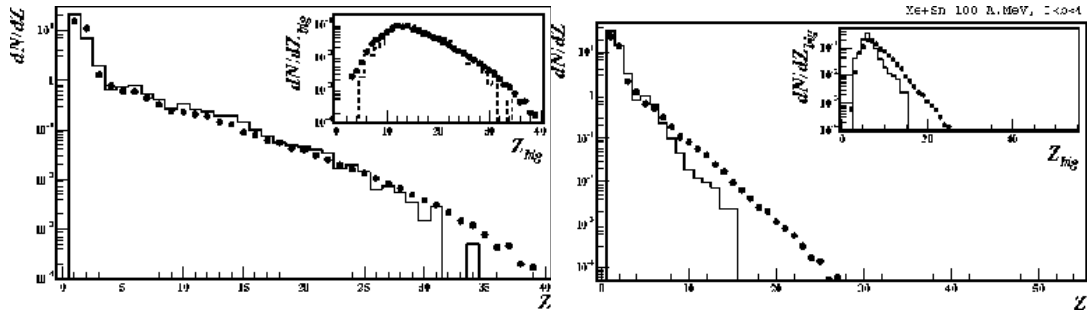


Figure 13: Distributions de charge des produits formés dans les collisions centrales Xe + Sn à 50 (à gauche) et 100 A.MeV (à droite). Les symboles représentent l'expérience, les histogrammes le calcul AMD. Les encarts correspondent aux distributions de charge du plus gros fragment de l'événement.

La figure 14 montre les distributions de multiplicités des charge $Z = 1$ et 2 ainsi que les multiplicités moyennes des différents produits chargés dans le cas du 50 A.MeV. La multiplicité de charge $Z = 1$ est surestimée alors que celle de $Z = 2$ est sous-estimée. cette différence est plus notable pour les protons et les alpha comme le montre les multiplicités moyennes des différents isotopes.

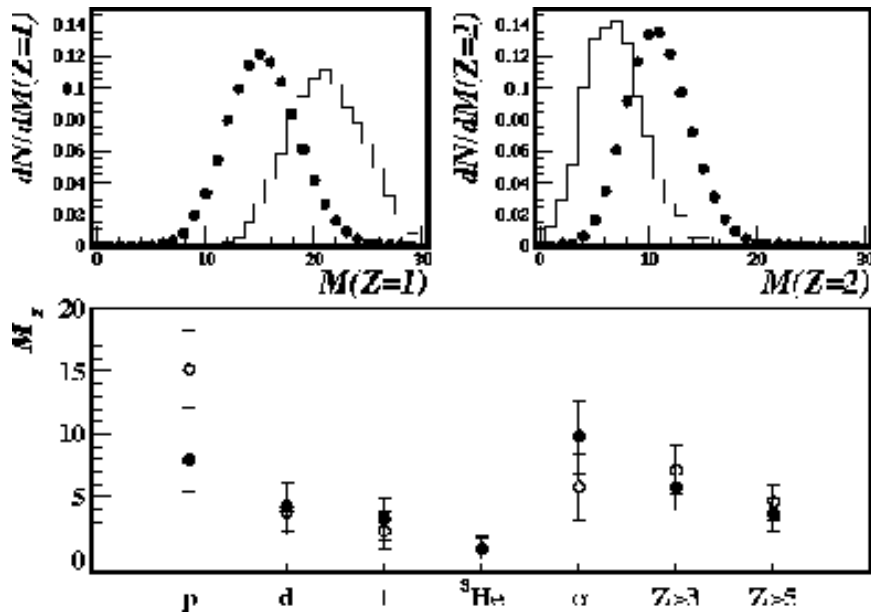


Figure 14: Collisions centrales de Xe + Sn à 50 A.MeV. Multiplicités des particules légères expérimentales (ronds pleins) et simulées (histogrammes, et ronds vides), en haut distributions de multiplicité des charges 1 et 2, en bas les valeurs moyennes pour les différents isotopes. Les multiplicités moyennes des fragments sont également comparées.

Globalement l'accord est bon, les différences observées peuvent être liées à la coalescence qui n'est pas prise en compte dans ce calcul. Auquel cas, le nombre de proton diminuera au profit des particules composées.

b) Variables cinématiques

Les figures 15 et 16 montrent les comparaisons entre les données expérimentales et le résultat du calcul des variables cinématiques. Nous remarquons que les énergies cinétiques moyennes et la largeur de leurs distributions sont assez bien reproduites par le calcul AMD, pour les deux énergies incidentes. Les faibles différences, observées sur la figure 15, pour le cas du 50 AMeV ne dépassent pas 20 MeV au pire des cas.

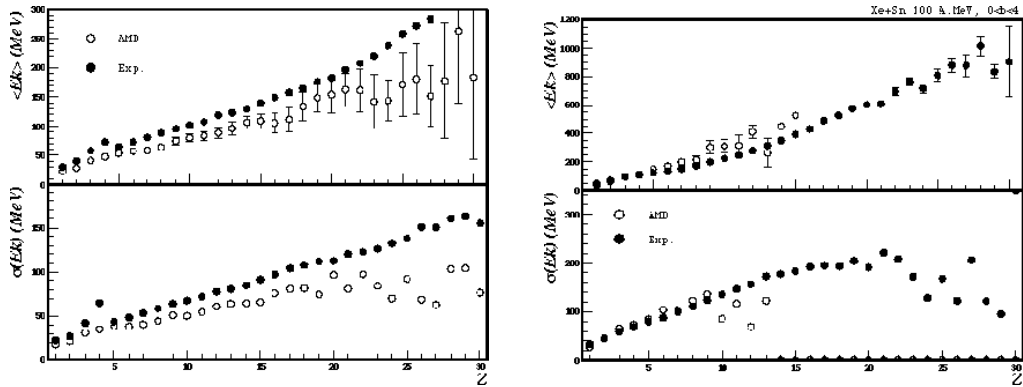


Figure 15 : Energies cinétiques moyennes des produits chargés mesurés (symboles pleins) et calculés (symboles vides) dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 (à gauche) et 100 AMeV (à droite). Les largeurs des distributions associées sont aussi représentées.

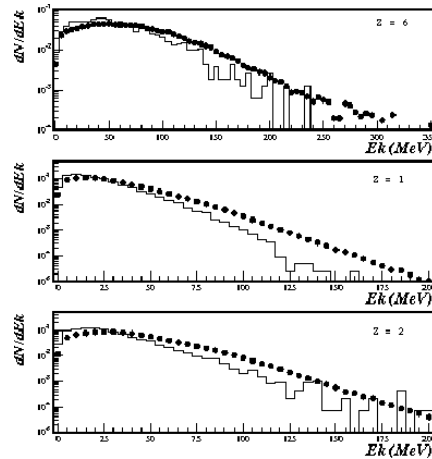


Figure 16: Les spectres énergétiques des carbones, hydrogènes et héliums mesurés (symboles pleins) et calculés (histogrammes) dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 AMeV.

La forme des spectres du carbone, hydrogène et hélium est en bon accord avec les prédictions du calcul (figure 16). Néanmoins, la queue du spectre des charges 1 est mal reproduite. Au

fait, le spectre des protons (il n'est pas montré sur la figure) est bien reproduit par le calcul, les différences observées sur la figure 16 viennent majoritairement des deutons et tritons.

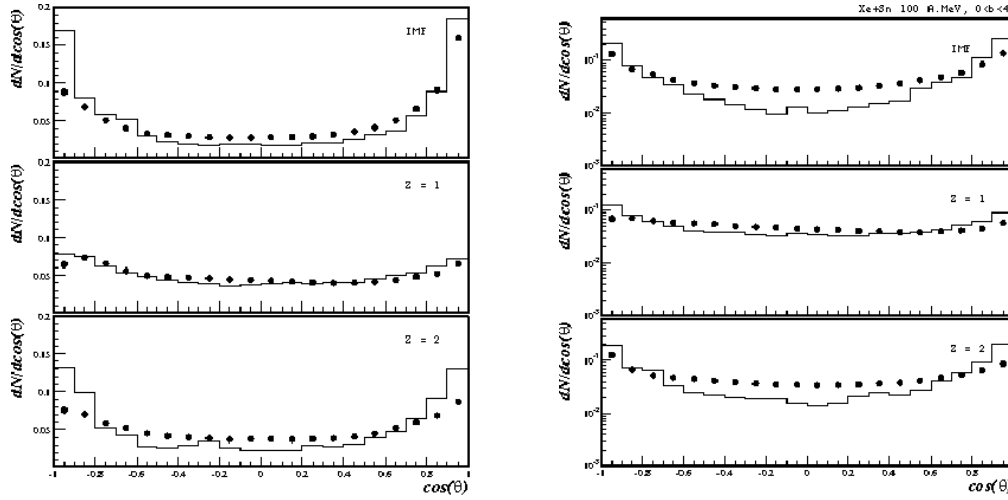


Figure 17 Distributions angulaires des produits chargés mesurées (symboles pleins) et calculées (histogrammes) dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 et 100 AMeV.

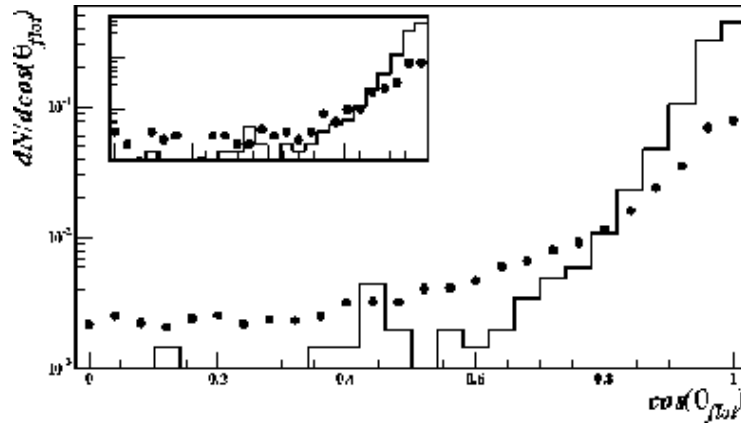


Figure 18: Distribution de l'angle de flot mesuré (symboles pleins) et calculées (histogrammes) dans les collisions centrales de Xe + Sn à 50 AMeV. L'encart correspond à la distribution de l'angle flot pour une même statistique expérimentale et calculée.

D'autres observables qui reflètent la cinématique de la réaction sont montrées sur les figures 17 et 18. Ce sont les distributions angulaires des IMF, des charges $Z = 1$ et 2 et la distribution de l'angle de flot. Ces variables sont liées à la répartition dans l'espace des phases des produits de réaction, et peuvent donc constituer un test sévère du modèle. Les distributions angulaires sont globalement bien reproduites par les calculs, on peut noter une anisotropie légèrement trop grande pour les IMF et les charge $Z=2$. Dans le calcul, les fragments et les héliums semblent garder la mémoire de la voie d'entrée plus que ne le montre les données. Cette tendance se répercute sur l'angle de flot qui montre également un pic important à

$\Theta_{\text{flot}}=0^\circ$. Toutefois le lot simulé correspond à une statistique beaucoup plus faible. Pour s'affranchir de cet effet, nous avons réduit le nombre d'événements détectés au nombre simulé. L'encart de la figure 18 montre le résultat. Les grands angles sont également moins abondants que dans le calcul, par contre la tendance aux petits angles semble se confirmer. Le calcul montre un allongement important selon l'axe du faisceau. Des surestimations similaires ont été obtenus avec les calculs de dynamique moléculaire QMD pour le même système Xe + Sn à 50 AMeV [90,91] mesuré avec le détecteur INDRA.

4 – Mécanisme de production des fragments

Les calculs AMD reproduisent raisonnablement bien les variables statiques et également les observables cinématiques des produits de réaction obtenus dans les collisions centrales Xe + Sn à deux énergies incidentes, 50 et 100 AMeV. Nous allons extraire du modèle des informations inaccessibles expérimentalement sur le mécanisme de production des fragments.

Par visualisation des positions des nucléons à chaque pas du calcul AMD, il a été possible de suivre la production des fragments. D'après le modèle, elle débute ($t = 0$) au moment où le projectile et la cible entrent en contact. A 100 fm/c plus tard pour 50 AMeV (et un peu moins pour l'énergie incidente 100 AMeV), les fragments sont déjà formés, en moyenne. Dans cet intervalle de temps, il serait difficile d'imaginer la formation d'une source excitée intermédiaire qui se désexciterait ensuite en émettant des fragments. Si une telle source existe alors les temps de sa formation et sa désintégration, devraient être les mêmes.

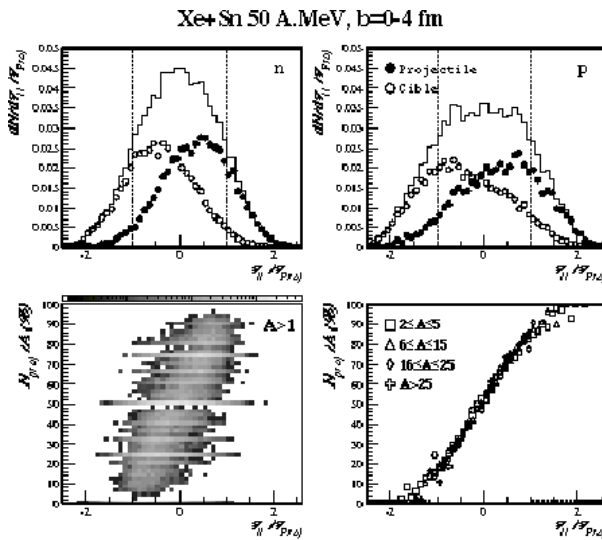


Figure 19 : Calcul AMD des collisions centrales ($b \leq 4$ fm) du système Xe + Sn à 50 AMeV. (en haut) distributions en vitesse des nucléons libres, montrant les contributions du projectile et de la cible. (en bas à gauche) corrélation entre la composition des clusters (pourcentage des nucléons provenant du projectile) et la vitesse. (en bas à

droite) la composition moyenne de chaque fragment en fonction de sa vitesse et de sa masse.

Une étude quantitative détaillée des événements calculés a permis de déterminer la provenance des nucléons, projectile ou cible, qui composent les fragments. Ce qui a permis d'extraire le degré de mélange moyen pour chaque fragment. La figure 19 montre une forte corrélation entre le degré de mélange et la vitesse des fragments, quelles que soient leurs masses. Les fragments sont composés de 100 % (0 %) de nucléons du projectile (cible) lorsque leur vitesse est proche de celle du projectile (cible), tandis que les fragments ayant une vitesse proche du centre de masse présentent un taux de mélange élevé (50 %). Tous les mélanges sont permis, nous avons vérifié (à 100 AMeV) que cela est vrai quelque soit le paramètre d'impact. Il faut noter qu'à l'extrême, si les fragments étaient émis par un noyau composé cette corrélation n'aurait pas existé, on obtiendrait alors une distribution autour de la vitesse du centre de masse et autour de 50 % de mélange.

La corrélation observée est due à la conservation de l'impulsion, les fragments sont formés par agrégation entre les nucléons du projectile et de la cible lorsque ces derniers se croisent selon des trajectoires linéaires. La largeur de la corrélation doit refléter, toutefois, les effets quantiques et le mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur des deux noyaux. Par conséquent, cette corrélation qui résulte des calculs AMD, est une mesure quantitative du degré de non-équilibre de la production des fragments.

La collaboration FOPI a développé une méthode pour estimer quantitativement le degré de mélange [118]. Elle est basée sur la mesure de la charge des fragments produits dans les collisions entre couple projectile-cible ayant les mêmes masses, mais des numéros atomiques différents. En étudiant les collisions entre isotopes de masse 96 à 400 AMeV d'énergie incidente, il a été montré un effet de transparence pour les différents paramètres d'impact.

4 – Autres contraintes sur le modèle AMD

Dans le chapitre précédent, nous avons développé une méthode basée sur les corrélations en vitesse relative entre IMF et LCP, qui permet d'extraire la multiplicité des particules légères évaporées par les fragments primaires et de remonter à l'énergie d'excitation de ces fragments. Toutes les quantités étaient données en valeur moyenne. Dans cette section, nous allons présenter une méthode qui permet d'avoir accès à l'origine de chacune des particules produites dans la réaction. Grâce à cette nouvelle méthode nous allons décomposer les spectres des particules légères en différentes contributions, thermique et directe. Nous

présenterons une comparaison des résultats expérimentaux déduits de cette méthode avec AMD.

a) La méthode

A partir, des fonctions de corrélation et des fonds associés construits précédemment, il a été possible de déterminer la probabilité pour qu'une particule soit évaporée par un fragment. Pour un couple donné fragment - particule légère, ayant une vitesse relative, V_{rel} , un nombre aléatoire y est tiré entre 0 et la fonction de corrélation $(1 + R(V_{rel}))$. Si y est supérieur à la fonction $fond(V_{rel})$ alors la particule est considérée comme étant évaporée, sinon elle ne l'est pas. Cette méthode permet donc d'étiqueter toutes les particules événement par événement et de construire leurs distributions angulaires, en énergie, en multiplicité et ceci dans n'importe quel repère. Elle permet également de déterminer les distributions des énergies d'excitation des fragments primaires et leur distribution de charge.

b) Décomposition des particules légères chargées

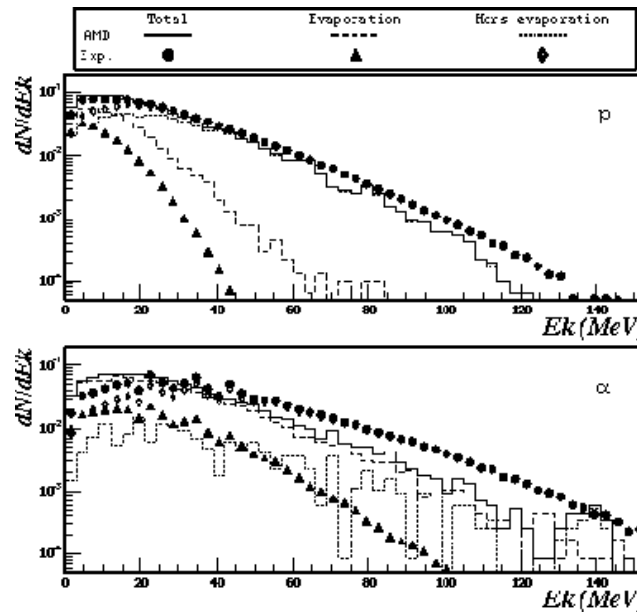


Figure 20 : Spectres en énergie cinétiques (total, évaporé et non évaporé) des protons et alpha dans le centre de masse de la réaction Xe + Sn à 50 A MeV. Les symboles représentent les données, les histogrammes le calcul AMD.

La figure 20 montre le résultat des différentes contributions expérimentales déduites de la méthode ainsi qu'une comparaison avec AMD. Les triangles représentent la contribution des protons et alpha évaporés par les fragments primaires, c'est cette contribution qui est réellement déduite de la méthode. Les points noirs représentent le spectre total tel qu'il a été

déecté (mais transformé dans le centre de masse de la réaction). La différence entre le spectre total et la contribution d'évaporation est représentée par les losanges vides, cette contribution est considérée comme non évaporée, elle peut être comparée directement au calcul AMD avant désexcitation. Il faut noter que c'est la première fois qu'une telle décomposition a été possible expérimentalement.

La contribution d'évaporation est de loin la plus faible. Ce résultat n'est pas étonnant, il confirme le résultat extrait en moyenne avec la méthode précédente (voir figure 11 et tableau 2, à peine 17 % du total des protons détectés sont évaporés et 26 % d'alpha). La contribution non évaporée est pratiquement confondue avec le spectre total à haute énergie. Sur la même figure 20 nous avons représenté le spectre total résultat du calcul AMD suivi d'une désexcitation des fragments primaires (histogrammes continus), la contribution qui résulte de cette désexcitation (histogrammes discontinus) et la contribution des particules légères primaires qui résulte directement du calcul AMD à $t = 300$ fm/c (histogramme en pointillés). Le spectre total est bien reproduit surtout pour les protons, tandis que la contribution d'évaporation est largement surestimée, notamment pour les protons. En fait ce dernier désaccord se reporte sur une faible fraction de toutes les particules légères produites. Les particules directes qui résultent du calcul AMD reproduisent correctement la contribution expérimentale non évaporée, et qui représente pratiquement le spectre total.

Il est clair que cette comparaison impose une contrainte supplémentaire et très forte sur le modèle. Le désaccord de la contribution secondaire semble indiquer que les énergies d'excitation des noyaux primaires produits par le calcul AMD sont surestimées. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

c) Caractéristiques des fragments primaires.

Le rapport N/Z des fragments primaires qui résulte du calcul AMD, à 300 fm/c, donc avant désexcitation, montre de fortes fluctuations (pour un fragment de charge donnée) notamment pour les fragments primaires les plus légers ($Z < 15$). La valeur moyenne de N/Z est autour de 1.25 indépendamment de la charge (N/Z du système Xe + Sn est 1.38). Dans le chapitre précédent,

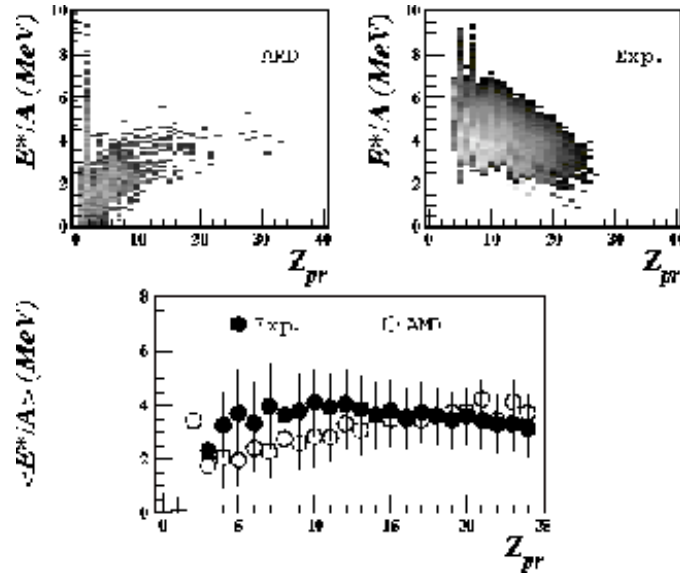


Figure 21 : Energie d'excitation des fragments primaires en fonction de leur charge produits dans les collisions centrales Xe + Sn à 50 AMeV—comparaison données et calcul AMD.

nous avons fait deux hypothèses sur la masse pour déterminer l'énergie d'excitation des fragments primaires expérimentalement. La première suppose que les fragments primaires sont produits dans la vallée de stabilité, la deuxième suppose que leur rapport N/Z est celui du système initial. Le résultat des calculs AMD se situe entre ces deux valeurs de N/Z , un peu plus proche du côté riche en neutrons.

La figure 21 montre les distributions des énergies d'excitation des fragments primaires obtenues d'une part par le calcul et d'une autre part expérimentalement, en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe (a). Les matrices, énergie d'excitation - charge des fragments, montrent que la tendance donnée par le calcul est inverse de celle extraite des données. Les énergies d'excitation par nucléon observées, diminuent légèrement avec la charge, alors que le calcul montre une tendance opposée.

La moyenne sur toute la gamme en charge donne une énergie d'excitation calculée de 3.5 AMeV, à comparer à une valeur proche de 3 AMeV pour les données expérimentales. Cette surestimation de l'énergie d'excitation explique le désaccord observé dans la figure 20, sur la surévaluation des particules légères évaporées.

5 – Conclusion

Les comparaisons présentées dans ce chapitre, entre le calcul de dynamique moléculaire AMD et les données de Xe + Sn mesurées à 50 et 100 AMeV, montrent que les

caractéristiques globales des événements sont relativement bien reproduites. Aussi bien les variables statiques que dynamiques sont raisonnablement bien décrites par le modèle. Ceci nous a encouragé à extraire du modèle des informations inaccessibles expérimentalement. Il s'agit du processus de formation des fragments. La corrélation entre la vitesse et le taux de mélange des nucléons (provenant du projectile et de la cible) qui composent les fragments, a permis de conclure que les fragments sont produits hors équilibre, et sans passage aucun par un système composite en équilibre. Ceci est en complète contradiction avec ce qui est fait dans une approche statistique. Il faut noter également que l'énergie thermalisée dans ces collisions ne représente qu'une toute petite fraction de l'énergie incidente.

L'examen des propriétés liées au degré d'excitation des produits de la réaction a montré que les particules composites sont sous-estimées par le calcul AMD, avant de brancher la désexcitation. L'introduction dans le code d'un processus de coalescence est nécessaire.

Enfin, l'approche qui consiste à prendre en compte, au mieux, les corrélations à plusieurs corps semble décrire correctement le processus de production des fragments.

Chapitre 4 – Multifragmentation depuis le seuil de son apparition

Dans le chapitre précédent nous avons donné des arguments très forts, basés sur les calculs dynamiques, qui indiquent que pour les collisions centrales d'un système lourd aux énergies de Fermi les fragments sont produits hors équilibre et sans passage par un composite en équilibre. L'objectif du présent chapitre est de revoir les données expérimentales sans «*a priori*» et sans l'aide de modèles, pour comprendre le processus de formation des fragments de masse intermédiaire. Nous avons tiré profit des performances du détecteur INDRA, notamment dans la détection des gros fragments ayant relativement des faibles vitesses pour mener ce travail.

Dans le présent chapitre, nous allons donc présenter une étude expérimentale du système Xe + Sn à 25 AMeV, pas trop loin du seuil d'émission des fragments. Ce seuil d'apparition des fragments a été observé à 3 AMeV d'énergie d'excitation [119]. Nous avons isolé un lot d'événements qui contient un gros résidu ayant la vitesse du centre de masse, il a été mesuré en coïncidence avec une grande multiplicité des particules légères chargées et avec, en moyenne, deux fragments de masse intermédiaire. Nous allons déterminer les propriétés de ces fragments. Une extension de cette étude sera donnée à toutes les énergies d'excitation et tous les paramètres d'impact.

1 – Sélection des événements d'intérêt

La figure 22a montre la section efficace différentielle mesurée en fonction de la charge du plus gros fragment détecté dans chaque événement, Z_{\max} et de sa vitesse de recul. On distingue une composante de résidu de charge autour de 50 et de vitesse proche du projectile, avec une section efficace élevée, ces événements sont associés, sans ambiguïté, à des quasi-projectiles. Une composante symétrique à la précédente, moins bien détectée, est associée à des quasi-cibles. Entre les deux composantes on distingue, avec une faible section efficace, la présence de résidus de charge autour de 50 ayant la vitesse du centre de masse. Ces

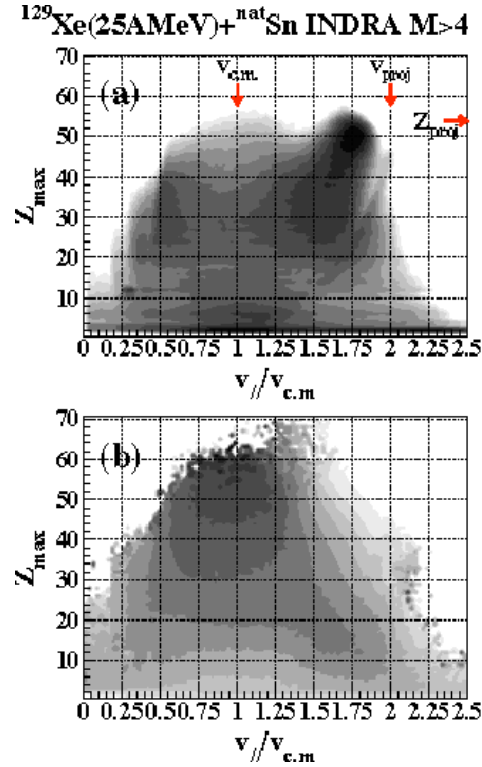


Figure 22 Section efficace (a) et multiplicité de particule légères chargées (b) différentielle en fonction de la charge du plus gros fragment et de sa vitesse parallèle, pour le système Xe + Sn à 25 A MeV.

événements sont associés à des multiplicités de particules légères élevées, comme le montre la figure 22b, où l'on a remplacé la section efficace par la multiplicité moyenne des LCP de chaque événement. Il est à noter que les multiplicités des LCP associées aux composantes QP et QC sont faibles. Elles augmentent lorsque la charge du QP et QC diminue, reflétant ainsi une dissipation de la collision de plus en plus grande. D'autre part, il est clair, d'après la figure 22b, que les multiplicités moyennes les plus élevées sont associées aux événements pour lesquels le résidu est observé autour de la vitesse du centre de masse. La charge de ce dernier peut atteindre $Z_{\text{max}} = 60$. Ceci n'est pas une preuve que ces noyaux sont formés par un processus de fusion, mais cela suggère, au moins, qu'ils sont produits par des interactions entre projectile et cible très dissipatives. Ils correspondent aux collisions les plus centrales. Malgré tout, nous appellerons par la suite ces noyaux, des résidus de fusion.

Ce sont ces événements qui nous intéressent. Pour les isoler, nous avons appliqué une coupure directement sur la distribution en énergie des plus gros fragments telle qu'elle est mesurée dans le laboratoire. La figure 23 montre les spectres en énergie des plus gros fragments de l'événement, pour trois tranches de charges $Z_{\text{max}} \in [48-50, 51-53]$ et au delà de 54, ils sont

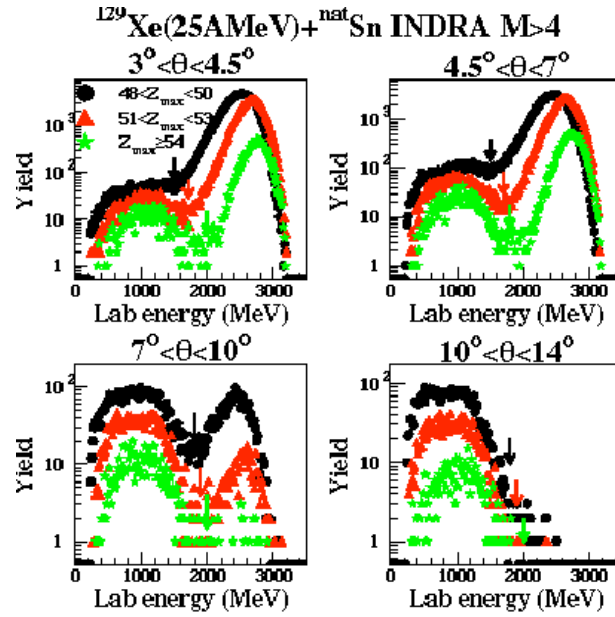


Figure 23 : Distributions en énergie du plus gros fragment de l'événement pour trois différentes gamme de Z_{\max} et pour quatre angles correspondant aux couronnes avant d'INDRA. Les flèches indiquent la coupure en énergie appliquée pour sélectionner les résidus de fusion.

mesurés à quatre angles avant du détecteur INDRA entre 3° et 14° . Nous voyons clairement deux composantes, une associée au QP et l'autre localisée à des énergies plus faibles (correspond à la vitesse du centre de masse). Les flèches de la figure 23 indiquent la coupure que nous avons appliqué pour sélectionner les résidus de fusion, on ne considère que la composante basse énergie à gauche des flèches. Il est difficile d'appliquer la même coupure à des charges de $Z_{\max} < 48$, leur distribution en énergie ne montre pas des composantes distinctes.

2 – Caractéristiques des collisions centrales

Les collisions centrales ainsi sélectionnées, présentent une charge totale moyenne détectée de 86, cela représente 83% de la charge du système initial. La performance du détecteur INDRA permet une mesure hautement exclusive des collisions, où presque toutes les particules chargées émises en coïncidence dans l'événement ont été détectées et identifiées.

La multiplicité moyenne des particules légères chargées est relativement élevée, $N_{\text{LCP}} = 15.4$, celle des fragments de masse intermédiaire est de 2.0. La figure 24 montre la distribution de charge des IMF et celle des résidus de fusion biaisée par la coupure. A titre comparatif, nous représentons également la distribution de charge du plus gros fragments en ne prenant que les

événements ayant un Z_{\max} avec une coupure en vitesse autour du centre de masse. La distribution de

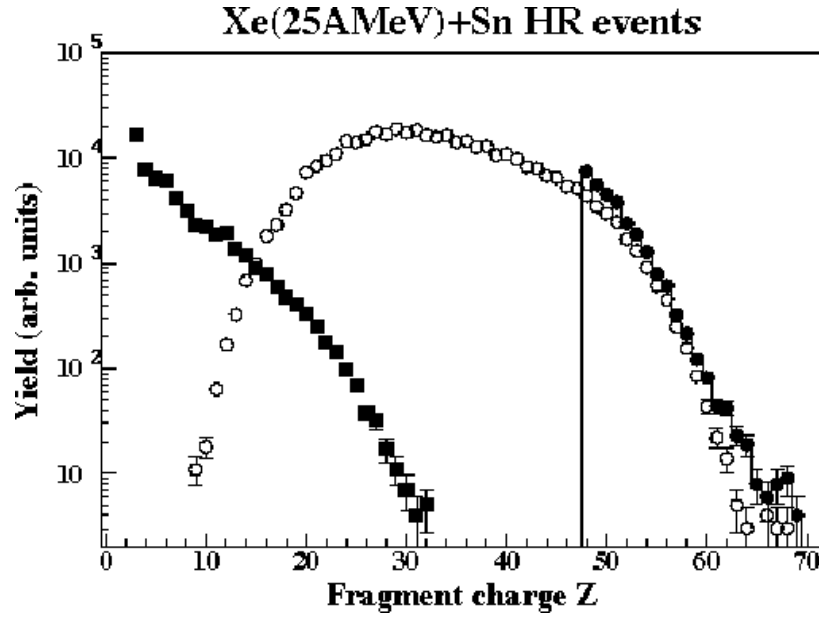


Figure 24 : Distribution de charge des fragments (carrées) détectés en coïncidence avec le résidu de fusion, la distribution de charge de ces résidus (points noirs) avec la coupure décrite dans le paragraphe précédent, distribution de charge du plus gros fragment lorsque sa vitesse et autour de la vitesse du centre masse, mais sans restriction sur la charge (ronds vides).

charge des IMF, au delà de $Z=3$, présente une forme exponentielle, avec un changement de pente vers $Z=21$. Il faut noter que le rapport de production de $Z=3$ par rapport à $Z=4$ est de 2. Ceci indique que la production des lithiums est plus comparable à celle des LCP.

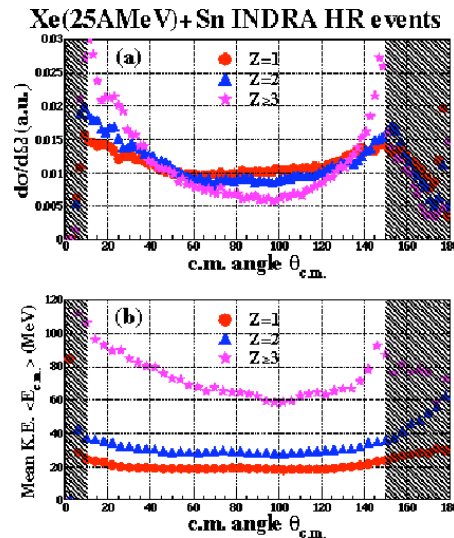


Figure 25 : (a) distributions angulaires des IMF, et des particules de $Z=1$ et 2 , détectés en coïncidence avec le résidu de fusion (b) énergie cinétique moyenne dans le cm des différents produits en fonction de leur angle les zones hachurées correspondent aux zones qui peuvent être affectées par des effets de seuils énergétiques.

3 – Caractéristiques des produits de réaction

Les distributions angulaires des produits de réaction sont montrées sur la figure 25a. Nous observons une augmentation de l'anisotropie avec la charge. Les distributions angulaires des charges $Z = 1$ et $Z = 2$ sont plates pour $60^\circ \leq \theta_{cm} \leq 120^\circ$, ce qui suggère une émission isotrope accompagnée par d'autres composantes émises aux angles avant et arrière. La production d'IMF aux angles avant-arrière est très importante, leur distribution a une forme en U.

Les énergies moyennes en fonction de l'angle dans le centre de masse, θ_{cm} , présentées sur la figure 25b, montrent aussi une différence notable entre les particules légères et les fragments. Les énergies moyenne des charges $Z = 1$ et 2 sont constantes sur toute la gamme, avec une légère augmentation vers les angles avant-arrière (les zones hachurées indiquent les régions affectées par les effets de seuil). Par contre, les énergies moyennes des fragments augmentent par presque un facteur 2 entre $\theta_{cm} = 90^\circ$ et $\theta_{cm} = 10^\circ$. C'est une première indication sur la différence entre la production des particules légères et les fragments dans les réactions où un gros résidu de fusion est formé.

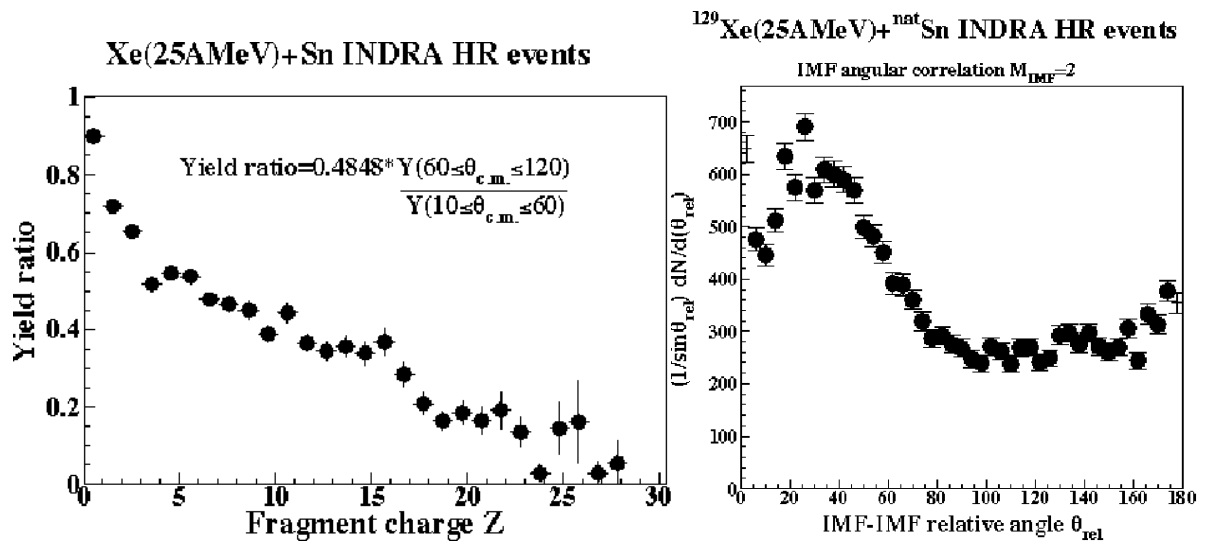


Figure 26 □ A gauche □ le rapport des taux de production des produits de réaction à $60^\circ \leq \theta_{cm} \leq 120^\circ$ et $10^\circ \leq \theta_{cm} \leq 60^\circ$. A droite □ distribution de l'angle relatif entre les deux fragments détectés, dans le centre de masse du résidu.

D'autres différences sont observées sur les spectres en énergie dans le centre de masse de la réaction. Dans le cas des isotopes des particules légères, les spectres ont été ajustés par des Maxwelliennes. Les températures apparentes reflétées par la pente des spectres est de l'ordre de 7, 8.4, 9, et 9.5 MeV pour les protons, deutons, tritons et alpha respectivement. Cet ajustement a été fait séparément pour le domaine angulaire $60^\circ \leq \theta_{cm} \leq 120^\circ$ et $\theta_{cm} \leq 60^\circ$, la

différence est au pire 0.5 MeV. Ce qui est une forte indication que ces particules sont émises isotropiquement par le résidu de fusion.

En revanche, les distributions en vitesse parallèle et perpendiculaire des fragments montrent une composante isotrope, sur laquelle se superpose une deuxième composante avant- arrière, produite à une vitesse proche du projectile ou de la cible. La figure 26 montre le rapport des taux de production des produits de réaction à $60^\circ \leq \theta_{cm} \leq 120^\circ$ (transversal) et $10^\circ \leq \theta_{cm} \leq 60^\circ$ (longitudinal). On observe que l'émission des protons est fortement isotrope (rapport = 0.9). le rapport d'isotropie diminue à 0.72 pour les alpha. Pour les IMF ce rapport diminue fortement avec la taille du fragment, indiquant qu'ils sont de plus en plus piqués vers l'avant.

Une signature de l'existence de deux mécanismes de production des fragments de masse intermédiaire est montrée sur la figure 26 (droite). Elle présente la distribution de l'angle relatif θ_{rel} entre les vecteurs vitesse des deux fragments relatif au résidu de fusion. On s'attendrait à une distribution isotrope (plate) si les fragments étaient émis statistiquement par le résidu de fusion. C'est au contraire, les données montrent un fort pic vers des angles $\theta_{rel} < 90$, le maximum étant situé à 30° .

Une part significative de la section efficace de production des deux IMF correspond à des événements où les deux fragments sont fortement corrélés dans l'espace de vitesse, ce qui suggère qu'ils résultent d'un même noyau parent. Ajouté à cela, l'émission anisotrope des IMF observée vers la direction du faisceau, on peut supposer alors que ces fragments proviennent d'une cassure d'un petit rémanent du projectile (ou de la cible vers la direction opposée).

4 – Extension à toutes les énergies et paramètres d'impact

La sélection sur la vitesse du plus gros fragment de l'événement a facilité la caractérisation des événements de fusion incomplète, ou de transfert massif. Que se passe – t – il pour les autres paramètres d'impact ? Peut-on extrapoler les résultats du 25 AMeV à d'autres énergies de bombardement ?

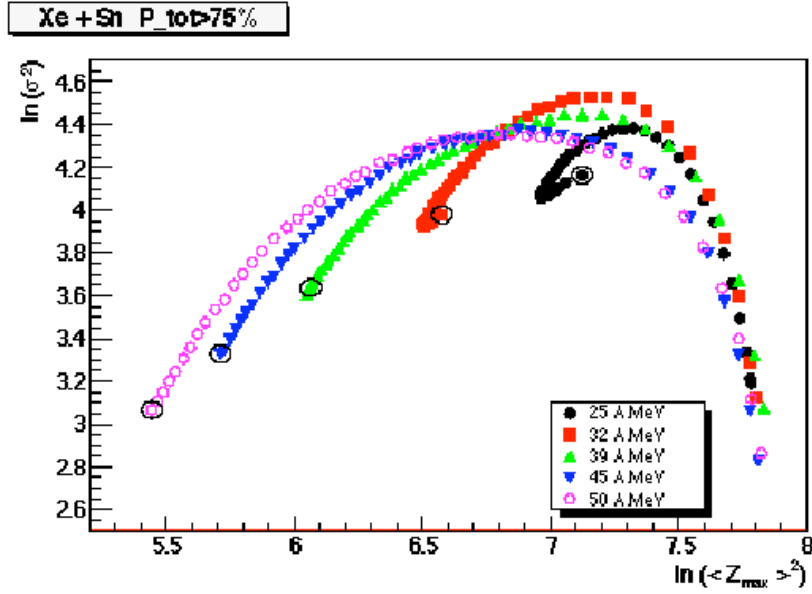


Figure 27 : Les deux premiers moments cumulés de Z_{\max} pour le système Xe + Sn de 25 à 50 A MeV par tranche de $E_t^{1,2}$ (chaque point correspond à une tranche en centralité). Les points entourés correspondent aux collisions les plus centrales.

Nous avons défini la centralité par des coupures dans les distributions de l'énergie transverse des charges 1 et 2, $E_t^{1,2}$, pour les événements ayant une impulsion totale $P_{\text{tot}} > 75\%$ de la réaction Xe + Sn. Cette coupure assure une détection correcte du plus gros fragment de l'événement. La figure 27 montre l'évolution avec la centralité des deux premiers moments cumulés de Z_{\max} . Les points entourés correspondent à la plus grande centralité. La première observation est la forme particulière de l'évolution de Z_{\max} en fonction de l'énergie incidente. Pour les grands paramètres d'impact toutes les courbes se superposent quelle que soit l'énergie incidente. Ce sont des collisions périphériques, la charge du QP diminue et sa fluctuation augmente avec la centralité. Pour des collisions de plus en plus centrales, chaque énergie incidente montre une évolution différente de σ^2 en fonction de Z_{\max} . En augmentant davantage la centralité, la valeur moyenne et la variance de la charge du plus gros fragment diminuent toujours pour 50 A MeV, mais diminuent et puis augmentent pour le système à 25 A MeV. Pour ce dernier, on remarque le passage par un point anguleux. Les énergies intermédiaires montrent une transition entre les deux comportements. Cette évolution pourrait refléter la disparition des réactions de transfert massif ou alors des réactions de fusion incomplète lorsque l'énergie incidente augmente. Reprenons le cas du 25 A MeV et pour les plus petits paramètres d'impact, nous observons que la taille du fragment le plus lourd de l'événement augmente avec la centralité. Ceci peut se comprendre par le fait que le temps de réaction est plus long pour les collisions les plus centrales. Ainsi, le champ moyen nucléaire

attractif est suffisamment fort pour permettre, durant « \square orbiting \square », un grand échange de nucléons entre les deux partenaires. La section efficace de ces réactions dissipatives diminue lorsque l'énergie incidente augmente, étant donné que les temps de réaction de plus en plus courts ainsi que le moment angulaire plus élevé (pour une même centralité) ne permettent plus un long collage des deux partenaires. Avec la violence de la collision, les fragments deviennent des petits débris.

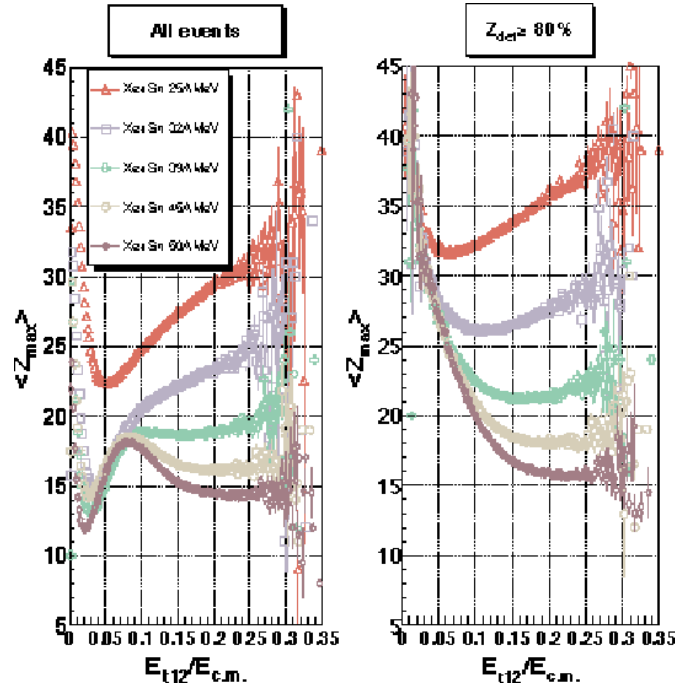


Figure 28 : La charge moyenne du plus gros fragment de l'événement en fonction de l'énergie transverse des particules légères chargées mesurées dans les collisions Xe + Sn de 25 à 50 AMeV, à gauche sans aucune condition, à droite pour les événements quasi-complets.

Pour confirmer ces observations nous avons simplifié la représentation de la figure 27 en utilisant que deux variables, représentées sur la figure 28. Cette dernière montre la charge moyenne du plus gros fragment de l'événement en fonction de l'énergie transverse réduite des charges 1 et 2, pour tous les événements (i.e. un biais minimum) et pour les événements quasi-complets. Dans les deux cas et pour les cinq énergies, $\langle Z_{\max} \rangle$ décroît avec E_{t12} et puis augmente pour les faibles énergies incidentes. Un minimum est clairement observé à 25 et 32 AMeV. Dans le cas du 45 et 50 AMeV, l'évolution à haute énergie transverse semble saturer. Au fait la section efficace au delà $E_{t12}/E_{c.m.} = 0.2-0.25$ ne correspond qu'à 1% de la section efficace totale et par conséquent $\langle Z_{\max} \rangle$ décroît toujours avec l'énergie transverse sur la gamme considérée. Dans le cas du 39 AMeV la situation est entre les deux régimes.

Il faut noter que sur les figures 27 et 28, nous avons représenté tous les événements (exceptée la figure 28 droite où l'on a considéré que des événements bien détectés) l'évolution du mécanisme de réaction observée concerne donc toute la section efficace et non pas une queue de distribution.

Les collisions les plus centrales dans le cas des énergies incidentes 25, 32 et éventuellement 39 semblent avoir le même comportement □ présence d'un gros résidu de fusion en coïncidence avec une forte multiplicité de particules légères. Dans le cas du 25 AMeV, nous avons observé également une moyenne de deux fragments par événement, ces deux fragments semblent produits par un processus dynamique. La multiplicité des fragments augmente avec l'énergie incidente. Les similitudes observées entre les trois énergies incidentes 25, 32 et 39 AMeV reflétées par la présence d'un résidu de fusion peuvent se répercuter sur le processus de formation des fragments. En d'autres termes l'origine dynamique de production des fragments est semblable aux trois énergies. Pour les plus hautes énergies, cette nature dynamique ne peut qu'augmenter.

5 – Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les collisions du système symétrique Xe + Sn à 25 AMeV avec le détecteur INDRA. L'énergie d'excitation maximale, si l'on considère une fusion complète des deux noyaux est de 5.1 AMeV, supérieure au seuil de multifragmentation qui est d'environ de 3 AMeV. Nous avons sélectionné des événements ayant un résidu lourd, de charge proche de celle du projectile ou supérieure, se déplaçant avec une vitesse proche de celle du centre de masse du système. Ceci suggère que les réactions sélectionnées reflètent un processus de fusion-incomplète ou alors de transfert massif. Ces événements sont associés aux plus grandes multiplicités de particules légères.

Les résidus de fusion isolés de charge Z_{\max} comprise entre 48 et 60 sont, en moyenne, en coïncidence avec 15 particules légères chargées et une multiplicité de fragments de masse intermédiaire ($Z=3-35$) égale à 2.

Les distributions angulaires des LCP sont pratiquement isotropes dans le référentielle du centre de masse du système. La forme légèrement en U, de la distribution des particules alpha indiquerait une émission à partir d'une source en rotation. Les distributions en vitesses invariantes des différents isotopes des particules légères montrent un cercle d'émission

coulombien autour du centre de masse du système. Les spectres en énergie ont été ajustés par une maxwelienne. Les températures apparentes extraites pour deux domaine angulaires (longitudinal et transversal) ne montrent pas de différence notable et varie de 7 à 10 MeV selon l'isotope.

Les deux fragments détectés en moyenne, montrent des caractéristiques différentes de celle des particules légères. Leur distribution angulaire montre une anisotropie très prononcée, leur production est bien plus élevée à l'avant et à l'arrière. Leur énergie moyenne varie avec l'angle d'émission dans le centre de masse. Elle augmente d'un facteur 2 entre $\Theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ et $\Theta_{\text{cm}} = 10^\circ$. D'autre part, les corrélations angulaires entre les deux fragments montrent une composante piquée à Θ_{rel} petit. Toutes ces informations sur les fragments constituent une forte indication, qu'en plus d'une évaporation isotrope de quelques fragments à partir d'un résidu de fusion, il vient s'ajouter une composante dynamique avant-arrière due à la cassure d'un rémanent du projectile ou de la cible.

Nous avons montré que même au seuil de la multifragmentation du système Xe + Sn, une part importante de la section efficace de production des fragments a une origine dynamique. Une extension de cette étude, à plus haute énergie incidente et à tous les paramètres d'impact, montre des similitudes entre les trois énergies incidentes 25, 32 et 39 AMeV. Elles sont reflétées par la présence d'un résidu de fusion dans les collisions les plus centrales et peuvent donc se répercuter sur le processus de formation des fragments. En d'autres termes l'origine dynamique de production des fragments est semblable aux trois énergies. Pour les plus hautes énergies, cette nature dynamique ne peut qu'augmenter.

Conclusion

Nous avons présenté une étude très large sur le processus de multifragmentation nucléaire. Nous nous sommes basés sur l'investigation des collisions du système quasi-symétrique Xe + Sn de 25 jusqu'à 150 AMeV mesuré avec le détecteur 4π INDRA à GANIL et GSI. Ce domaine énergétique nous a permis de couvrir tout le domaine de multifragmentation depuis son apparition vers 25 AMeV, en passant par un maximum de production à 65 AMeV jusqu'à sa diminution à plus haute énergie. Deux aspects ont été abordés, statistique et dynamique de la production multiple de fragments.

D'un point de vue statistique, nous avons comparé les collisions centrales mesurées dans la gamme de 32 à 50 AMeV à un modèle de multifragmentation statistique (SMM) qui suppose l'équilibre thermodynamique. Il a été possible de trouver un jeu de paramètres d'entrée du modèle (une taille du système initial, Z_s , A_s , ayant une énergie d'excitation, E_s^* , et un volume de freeze-out, $V = 3V_0$) qui reproduit remarquablement bien les variables statiques observées. Ceci suggère que la multifragmentation est dominée par l'espace des phase accessible. Cependant, ce même calcul n'est pas capable de reproduire simultanément les variables cinématiques. Les énergies cinétiques expérimentales des fragments sont bien plus élevées que les prédictions du modèle, et les événements sont observés très allongés selon l'axe du faisceau. Ce qui indique une forte présence de la dynamique de la collision dans les événements de multifragmentation. D'autres confirmations de l'importance de la dynamique résultent de la détermination expérimentale des caractéristiques intrinsèques des fragments. Il a été possible de déterminer le nombre des particules légères évaporées par les fragments, leur proportion par rapport au total des LCP détectés représente 35 % à 39 AMeV d'énergie incidente, elle est à peine 23 % à 50 AMeV. Ainsi, la majorité des particules légères détectées n'est pas évaporée. La même analyse a permis d'estimer l'énergie d'excitation dans les fragments primaires. La valeur moyenne de cette quantité en MeV par nucléon sature autour de 3 AMeV à partir de 39 AMeV d'énergie incidente. Ces deux derniers résultats montrent qu'à partir d'une certaine énergie incidente, les collisions d'ions lourds ne constituent plus un moyen efficace pour chauffer le noyau. Pour le système étudié la valeur d'environ 3 AMeV d'énergie thermique semble une valeur maximale au delà de laquelle tout autre apport énergétique est évacuée sous forme de production de particules légères directes ou sous forme d'énergie cinétique dans les fragments.

L'aspect dynamique de la multifragmentation a été exploré par comparaison des données Xe + Sn mesurées à 50 et 100 AMeV avec le calcul de dynamique moléculaire anti-symétrisée, AMD. Un accord global entre calcul et expérience a été observé. Les variables cinématiques sont naturellement reproduites, mais aussi les variables statiques sont raisonnablement décrites par le modèle. Ce calcul qui suit le déroulement de la collision entre les noyaux, projectile et cible, pas à pas, a permis d'extraire du modèle des informations inaccessibles expérimentalement. La corrélation entre la vitesse et le taux de mélange des nucléons (provenant du projectile ou de la cible) qui composent les fragments, est due principalement à une simple conservation de l'impulsion, la largeur de cette corrélation reflète les effets quantiques et le mouvement de Fermi dans le noyau. Cette observation indique que les fragments sont produits hors équilibre, et sans passage aucun par un système composite en équilibre. Des désaccords entre calcul et expérience sont néanmoins observés, il s'agit des compositions chimiques des particules légères et l'excitation dans les fragments primaires qui est légèrement surestimée. Le premier problème peut être résolu par l'implémentation dans le code d'un processus de coalescence, le deuxième peut être lié à l'algorithme d'agrégation utilisé. Des améliorations sont certainement nécessaires. Toutefois, ces désaccords ne mettent pas en cause le concept de cette approche qui tient compte même partiellement des corrélations à N-corps. Il faut noter enfin que l'énergie thermalisée dans ces collisions ne représente qu'une toute petite fraction de l'énergie incidente.

Enfin, une réanalyse des données, sans «*a priori*», depuis le seuil d'apparition de la multifragmentation pour le système Xe + Sn à 25 AMeV a été présentée dans le dernier chapitre. L'étude des caractéristiques des événements sélectionnés par un résidu lourd ayant la vitesse du centre de masse, révèle que le processus de production des fragments de masse intermédiaire est, en moyenne, différent de celui des particules légères. Les observables angulaires montrent, en effet, qu'une grande partie de la section efficace de production des IMF a une origine dynamique. Une extension de cette étude, à plus haute énergie incidente et à tous les paramètres d'impact, montre des similitudes entre les trois énergies incidentes 25, 32 et 39 AMeV. Elles sont reflétées par la présence d'un résidu de fusion dans les collisions les plus centrales et peuvent donc se répercuter sur le processus de formation des fragments. En d'autres termes l'origine dynamique de production des fragments est semblable aux trois énergies. Pour les plus hautes énergies, cette nature dynamique ne peut qu'augmenter.

Références□

- [1] L. G. Moretto, and G. J . Wozniak, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **43**, 379 (1993)
- [2] *Proceed. Int. Workshop XXVII on Gross Prop. of Nuclei and Nuc. Excitations, 1999*, edit. H. Feldmeier and others, GSI Darmstadt
- [3] B. Tamain and D. Durand, *International Summer School Les Houches*, (1996), and LPCC 96-16.
- [4] J. Pochodzalla et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1040 (1995)
- [5] A. Chbihi et al., *Eur. Phys. J. A***5**(1999)251
- [6] F. Gulminelli and Ph. Chomaz, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999)1402
- [7] N. Le Neindre, *Thèse de Doctorat, Université de Caen* (1999)
- [8] Ph. Chomaz, V. Duflot and F. Gulminelli, *Phys. Rev Lett.*, **85**(2000)3587
- [9] M. D’Agostino et al., *Phys. Lett. B* **473**(2000)219
- [10] D. Durand, E. Suraud, B. Tamain, *Nuclear Dynamics in the nucleonic regime*, IoP pulish, Bristol and Philadelphia, 2001,
- [11] S. E. Koonin, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **4**, 283 (1979).
- [12] J. Cugnon et al., *Nucl. Phys.* **A352**, 505 (1981).
- [13] C. Grégoire et al., *Nucl. Phys.* **A465**, 317 (1987).
- [14] A. Bonasera et al., *Phys. Rep.* **243**, 1 (1994).
- [15] G. Bertsch, *Phys. Rev. C* **29**, 673 (1984).
- [16] S. Ayik and C. Grégoire, *Nucl. Phys.* **A513**, 187 (1990).
- [17] W.G. Lynch, *Ann. Rev. Nuc. Part. Sci.*, **37** (1987)
- [18] E. Suraud, *Physique des collisions nucléaires*, Hermann éditeurs des sciences et des arts, 1998.
- [19] C. A. Ogilvie et al., *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1214.
- [20] J. Hubele et al., *Phys. Rev. C* **46**(1992)R1577
- [21] N.T. Porile et al., *Phys. Rev. C***39** (1989) 1914
- [22] K. Kwiatkowski et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 3756
- [23] F. Goldenbaum et al., *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1230
- [24] B. Lott et al., *Phys. Rev. C***63**, 034616 (2001)
- [25] R. Bougault et al., *Nucl. Inst□and Meth.* **A259** (1987) 473
- [26] A. Peghaire et al., *Nucl. Inst□and Meth.* **A295** (1990) 364
- [27] D. Drain et al., *Nucl. Inst□and Meth.* **A281** (1989) 528
- [28] D. Stracener et al., *Nucl. Inst□and Meth.* **A294** (1990) 485
- [29] R.T. De Souza et al□ *Nucl. Inst□and Meth.* **A295** (1990) 109
- [30] A. Gobbi et al., *Nucl. Inst□and Meth.* **A324** (1993) 156
- [31] J. Pouthas et al. (INDRA collaboration), *Nucl. Inst□and Meth.* **A357** (1995) 418

- [32] J. C. Steckmeyer et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A361, 472 (1995).
- [33] J. Pouthas et al. (INDRA collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A369 (1996) 222
- [34] G. Tabacaru et al. (INDRA collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A428, 379 (1999).
- [35] M. Parlog et al. (INDRA collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A (2002).
- [36] M. Parlog et al. (INDRA collaboration), Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A (2002).
- [37] CHIMERA????
- [38] Y.-G. Ma et al.,(INDRA collaboration), Phys. Lett., B390 (1997) 41
- [39] J. D. Frankland et al. (INDRA collaboration), Nucl. Phys. A689, 940 (2001).
- [40] B. Borderie et al.,(INDRA collaboration), Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3252
- [41] S. Ayik, M. Colonna, and Ph. Chomaz, Phys. Lett. B 353, 417 (1995)
- [42] B. Jacquot et al., Phys. Lett. B 383, 247 (1996).
- [43] J. Randrup and B. Remaud, Nucl. Phys. A514, 339 (1990).
- [44] Ph. Chomaz, G. F. Burgio, and J. Randrup, Phys. Lett. B 254, 340 (1991).
- [45] G. F. Burgio, Ph. Chomaz, and J. Randrup, Nucl. Phys. A529, 157 (1991).
- [46] Ph. Chomaz et al., Phys. Rev. Lett. 73, 3512 (1994).
- [47] A. Guarnera et al., Phys. Lett. B 403, 191 (1997).
- [48] R. Botet and M. Ploszajczak, Phys. Rev. E 62, 1825 (2000).
- [49] R. Botet, M. Ploszajczak, A. Chbihi, B. Borderie, D. Durand, and J. Frankland, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3514.
- [50] M. E. Fisher, Rep. Prog. Phys. 30, 615 (1969).
- [51] L. G. Moretto et al., Phys. Rep. 287 (1997) 249
- [52] J. B. Elliott et al., Phys. Rev. C 62, 064603 (2000)
- [53] J. B. Natowitz et al., Phys. Rev. Lett. 89, 212701 (2002)
- [54] A. S. Botvina et al., Nucl. Phys. A475, 663 (1987).
- [55] J. P. Bondorf et al., Phys. Rep. 257, 133 (1995).
- [56] D. H. E. Gross, Rep. Prog. Phys. 53, 605 (1990).
- [57] A. H. Raduta and A. R. Raduta, Phys. Rev. C55, 1344 (1997).
- [58] A. H. Raduta and A. R. Raduta, Phys. Rev. C56, 2059 (1997).
- [59] M. D'Agostino et al., Phys.Lett. B371 (1996) 175
- [60] N. Marie et al., (INDRA collaboration) Phys. Lett. B 391, 15 (1997).
- [61] R. Bougault et al. (INDRA collaboration), in Proc. XXXV Int. Wint. Meet. On Nuclear Physics, edited by I.Iori (Ricerca scientifica ed educazione permanente, 1997).
- [62] A. Le Fèvre, Thèse de Docteur en sciences de l'Université Paris 7, 1997, GANIL T97 03.

- [63] N. Marie, Thèse de Docteur en sciences de l'Université de Caen, 1995, GANIL T95 04.
- [64] A. Le Fèvre, M. Ploszajczak and V. D. Toneev, Phys. Rev. C60 (1999) 051602
- [65] S. Salou, Thèse de Docteur en sciences de l'Université de Caen, 1997, GANIL T97 06.
- [66] B. Bouriquet, J.P Wieleczko et al. (INDRA collaboration), in Proc. XXXIX Int. Wint. Meet. On Nuclear Physics, edited by I.Iori (Ricerca scientifica ed educazione permanente, 2001).
- [67] P. Staszczel et al., Phys. Rev. C63, 064610 (2001).
- [68] F. Lavaud Thèse de Docteur en sciences de l'Université de Strasbourg I, 2001, IPNO-T.01-06.
- [69] L. Stuttgé et al ., Nucl. Phys. A 539 (1992) 511
- [70] B. Lott et al. Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3141
- [71] J. Toke et al., Nucl. Phys. A 583 (1995) 519
- [72] J.F. Dempsey et al., Phys. Rev. C 54, 1710 (1996).
- [73] J. Lukasik et al., (INDRA collaboration), Phys. Rev. C55, 1906 (1997).
- [74] E. Plagnol et al., (INDRA collaboration), Phys. Rev. C 61, 014606 (2000)
- [75] Z. Sozin et al., Eur. Phys. J. A 11 (2001) 305
- [76] F. Bocage et al., (INDRA collaboration), Nucl. Phys. A676, 391 (2000).
- [77] F. Bocage, Thèse de Doc. en sciences de l'Université de Caen, 1998, LPCC T98-04.
- [78] S. Hudan et al., (2002) nucl-ex/0210010. and Phys. Rev. C67, 064613 (2003).
- [79] P. Danielewicz et al., Phys. Rev. C38 (1988) 120.
- [80] D. Cussol et al., Phys. Rev. C 65, 044604 (2002).
- [81] J. Aichelin, Phys. Rep. 202, 233 (1991).
- [82] T. Maruyama et al., Prog. Theor. Phys. 87, 1367 (1992).
- [83] A. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 68, 2898 (1992).
- [84] A. Ono et al., Prog. Theor. Phys. 87, 1185 (1992).
- [85] H. Feldmeier, Nucl. Phys. A515, 147 (1990).
- [86] D. Cussol, Phys. Rev. C 65, 054614 (2002).
- [87] B. Jouault, F. Seville, V. De-la-Mota, Nucl.-Phys. A628 (1998) 119
- [88] V. De-la-Mota, F. Seville, Eur. Phys. J. A. 12 (2001) 479
- [89] X. Campi, H. Krivine, N Sator, Nucl. Phys. A681 (2001) 458.
- [90] R. Nebauer, J. Aichelin, (INDRA Collaboration) Nucl. Phys. A658, 67 (1999)
- [91] O. Tirel, thèse de Doc. en sciences de l'Université de Caen, (1998), GANIL T 98 02.
- [92] S. Hudan, thèse de Doc. en sciences de l'Université de Caen, (2001) GANIL T01 07.
- [93] O. Ono, S. Hudan, A. Chbihi and J.D. Frankland, Phys. Rev. C66, 014603 (2002).
- [94] R. Wada et al., Phys. Rev. C 62, 034601 (2000).

- [95] B. Bouriquet, thèse de Doc. en sci. de l'Université de Caen, (2001) GANIL T01 02.
- [96] P. Désesquelles, Ann. Phys. Fr. 20 (1995) 1.
- [97] P. Désesquelles et al., (INDRA Collaboration), Phys. Rev. C 62, 024614 (2000).
- [98] J. Lecolley et al., Phys. Lett. B391, 317 (1994).
- [99] J. Cugnon and D. L'Hôte, Nucl. Phys. A397, 519 (1983).
- [100] J. D. Frankland et al. (INDRA collaboration), Nucl. Phys. A689, 905 (2001).
- [101] W. J. Llope et al., Phys. Rev. C51, 1325 (1995).
- [102] A. Schüttauf et al., Nucl. Phys. A607(1996) 457
- [103] N. Marie, A. Chbihi, J.B. Natowitz, A. Le Fèvre, S. Salou et al. (INDRA collaboration), Phys. Rev. C58, 256 (1998).
- [104] S. Hudan, A. Chbihi, J. D. Frankland, J.-P. Wieleczko, et al. (INDRA collaboration), in Proc. XXXVIII Int. Wint. Meet. On Nuclear Physics, edited by I.Iori (Ricerca scientifica ed educazione permanente, 2000).
- [105] S. Hudan, A. Chbihi, J.D. Frankland, A. Mignon, J.P. Wieleczko, et al (INDRA collaboration) nucl-ex/0210029, submitted to Phys. Rev. C.
- [106] D. Drijard, H. G. Fischer, and T. Nakada, Nucl. Instr. Meth. A225, 367 (1984).
- [107] D. Durand et al., Nucl. Phys. A541, 266 (1992).
- [108] R. J. Charity et al., Nucl. Phys. A483, 371 (1988).
- [109] T. Nayak et al., Phys. Rev. C45, 132 (1992).
- [110] D. Jiang et al., Nucl. Phys. A503, 560 (1989).
- [111] J. Natowitz et al., Phys. Rev. C65, 034618 (2002).
- [112] Y. Zhang et al., Phys. Rev. C45, 1137 (1996).
- [113] Y. Zhang et al., Phys. Rev. C59, 3292 (1999).
- [114] D.G. d'Enterria, L. Aphecetche, A. Chbihi, H. Delagrange et al., Phys. Rev. Lett. 87, 22701 (2002)
- [115] R. Ortega, D. d'Enterria, F. Fernandez, G. Martinez, Acta Phys.Polon. B33 (2002) 965.
- [116] D. G. d'Enterria et al., Phys. Lett. B 538, 27 (2002).
- [117] R. Wada et al., Phys. Lett. B 422, 6 (1998)
- [118] F. Rami et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1120.
- [119] Bizard et al., Phys. Lett. B302 (1993) 162
- [120] S. Levit and P. Bonche, Nucl. Phys. A437, 426 (1985).
- [121] S. E. Koonin and J. Randrup, Nucl. Phys. A474, 173 (1987).